Российская академия наук Дальневосточное отделение Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт космофизических исследований и распространения радиоволн ДВО РАН



СОЛНЕЧНО-ЗЕМНЫЕ СВЯЗИ И ФИЗИКА ПРЕДВЕСТНИКОВ ЗЕМЛЕТРЯСЕНИЙ

Сборник докладов VI международной конференции

9-13 сентября 2013 года с.Паратунка, Камчатский край



Петропавловск-Камчатский 2013

-

Russian Academy of Sciences Far Eastern Branch Institute of Cosmophysical Research and Radio Wave Propagation



SOLAR-TERRESTRIAL RELATIONS AND PHYSICS OF EARTHQUAKES PRECURSORS

VI INTERNATIONAL CONFERENCE

v. Paratunka Kamchatsky kray

9–13 September 2013 COLLECTION OF THE REPORTS

Petropavlovsk-Kamchatsky 2013

УДК 551.509.336 + 550.344.37

Солнечно-земные связи и физика предвестников землетрясений: VI международная конференция, с. Паратунка, Камчатский край, 9-13 сентября 2013 г. : сб. докл. / отв. ред. Б.М. Шевцов. – Петропавловск-Камчатский: ИКИР ДВО РАН, 2013. – 460 с. ISBN 978-5-7442-1566-8

Доклады отражают результаты исследований в области физики Солнца, атмосферы, ионосферы и магнитосферы; механизмы формирования аэрозолей в атмосфере; токовые слои в магнитосферных хвостах и резонансные свойства магнитосферы; представлены модели геодеформационных процессов и экспериментальные наблюдения; рассмотрены вопросы физики предвестников землетрясений. Представлены современные методы сбора, обработки, передачи и обмена геофизической информации.

Ключевые слова: физика атмосферы, магнитосфера, геофизические поля, геодеформационные процессы, предвестники землетрясений.

Solar terrestrial relations and physics of earthquakes precursors : VI Intern. Conf., v. Paratunka Kamchatka region, 9-13 September 2013 : The Reports / ed. by B.M. Shevtsov. – Petropavlovsk-Kamchatsky : IKIR FEB RAS, 2013. – 460 p.

The reports reflect the results of investigations in the area of Sun, atmosphere, ionosphere and magnetosphere physics; mechanisms of aerosol formation in the atmosphere; current layers in magnetotails and magnetosphere resonance properties; models of geo-deformational processes and experimental observations are presented; problems of physics of earthquake precursors are considered. Modern methods for geophysical data acquisition, processing, transmission and exchange are presented.

Key words: physics of atmosphere, magnetosphere, geophysical fields, geodeformational processes, earthquake precursors.

Ответственный редактор: д-р физ.-мат. наук Б.М. Шевцов

Конференция проведена при финансовой поддержке ДВО РАН (проект ДВО РАН №13-III-Г-02-007) и РФФИ (грант №13-05-06074)

Financial Assistance for Conference – project FEB RAS \$13-III-G-02-007, RFBR \$13-05-06074

Физика атмосферы Physics of Atmosphere

Global characteristics between the equatorial electrojet and neutral wind in the Mesosphere-Thermosphere-Ionosphere region

Shuji Abe¹, Atsuki Shinbori², Akiyo Yatagai², Daisuke Ikeda³, Kiyohumi Yumoto¹, Toshitaka Tsuda² and IUGONET

¹International Center for Space Weather Science and Education, Kyushu University

²Research Institute for Sustainable Humanosphere, Kyoto University

³Department of Informatics, Faculty of Information Science and Electrical Engineering, Kyushu University

E-mail: abeshu@serc.kyushu-u.ac.jp

The equatorial electrojet (EEJ) is a huge eastward current which flows at the dayside equatorial region of the Earth's ionosphere, in a narrow channel $(+-3\sim5 \text{ degrees in latitudinal range})$. The EEJ current is observed as an enhanced magnetic variation of the horizontal component of geomagnetic field at the dayside magnetic dip equator. The main mechanism of EEJ is an effect of polarization electric field in the E region of the ionosphere at the dip equator caused by the horizontal magnetic field at the magnetic equator [e.g., Forbes, 1981]. In a recent study, many researchers show the results which comes to relationship the neutral wind and EEJ [e.g., Fang et al., 2008, Aveiro et al., 2009]. However, lack of the long-term comparison analysis of geomagnetic field and wind data obtained from ground magnetometer and atmospheric radars, the detailed relationship between the EEJ and neutral wind fluctuations in the mesosphere and lower thermosphere (MLT) regions has not yet been revealed.

We compared the long-term variation of geomagnetic field data obtained from ground magnetometers which belong to MAGDAS managed by International Center for Space Weather Science and Education, Kyushu University and neutral wind data obtained from medium frequency (MF) radar which operated by Research Institute for Sustainable Humanosphere, Kyoto University. These instruments were located at the equatorial region. Figure 1 shows the map of instruments which is used in this study.



Fig. 1. Instruments map.

As a result, we found that the relationship between the variations of zonal wind and the residual-EEJ showed a clear inverse correlation (Figure 2). Here, the residual-EEJ is defined as the deviation from the second order fitting curve between the EUV flux and the EEJ amplitude. These results suggest that the vertical current (Jz), which is generated by the dynamo action due to the zonal wind perpendicularly across to the background magnetic field, changes the Cowling conductivity derived under the condition of Jz=0. This trend is observed in not only the Asia Pacific region (close to the radar) but also the South Africa region (far from the radar site).



Fig. 2. Relationship between the variations of zonal wind and the residual-EEJ observed at Asian region.

Upper panel shows the EUV flux observed SOHO SEM, second panel shows the residual EEJ amplitude observed at Davao station, third panel shows the zonal wind velocity observed at Pameungpeuk station, and the bottom panel shows the meridional wind velocity observed at Pameungpeuk station. We found that the good relationship between the residual EEJ and zonal wind variation (red dashed line).

We also performed the frequency analysis to quantitatively define the relationship of zonal wind and residual-EEJ, and found that both of the neutral wind and residual-EEJ have almost the same dominant frequency (Figure 3). In addition, we perform the comparative analysis with neutral wind data observed from the satellite, and also found the neutral wind disturbance has the same dominant frequency around the equatorial region.



Fig. 3. Frequency analysis results between zonal wind and residual-EEJs

In this study, we show the good correlation between the semiannual variation of zonal wind at mesosphere and lower thermosphere region and residual equatorial electrojet as an observation result. We concluded that there are some effects upon the electromagnetic environment at ionospheric E-layer from the neutral wind, and we observed one of the above effects at magnetic equator region.

Acknowledgment

This work is supported by the Inter-University Upper Atmosphere Global Observation Network (IUGONET) project funded by the Ministry of Education, Culture, Sports, Science and Technology (MEXT), Japan.

Reference

- 1. *Forbes* The equatorial electrojet, Reviews of Geophysics, Volume 19, Issue 3, pages 469-504, August 1981
- Fang T.W., Richmond A.D., Liu J.Y., Maute A. Wind dynamo effects on ground magnetic perturbations and vertical drifts, J. Geophys. Res., 113, A11313, doi:10.1029/2008JA013513.
- Aveiro H.C., Denardini C.M., Abdu M.A. Climatology of gravity waves.induced electric fields in the equatorial E region, J. Geophys. Res., 114, A11308, doi:10.1029/2009JA014177.

Глобальные характеристики связи между экваториальными электроджетами и нейтральным ветром в области мезосфера-термосфера-ионосфера

Абе С.¹, Шинбори А.², Ятагай А.², Икеда Д.³, Юмото Р.¹, Тсуда Т.¹ и IUGONET

¹ Международный центр исследования космической погоды и образования, Университет Кюшу, Фукуока, Япония

² Научно-исследовательский институт возобновляемой среды обитания человека, Университет Киото, Япония

³ Отдел информационных технологий, Университет Кюшу, Фукуока, Япония

Экваториальный электроджет (ЭЭД) представляет собой огромный ток, который течет в восточном направлении на дневной стороне экваториальной области ионосферы Земли по узкому каналу ($\pm (3 \sim 5)^{\circ}$ в широтном диапазоне). Ток ЭЭД регистрируется как усиленная магнитная вариация горизонтальной компоненты геомагнитного поля на дневной стороне магнитного экватора. Основной механизм ЭЭД - эффект поляризованного электрического поля в Е области ионосферы на магнитном экваторе, вызванное горизонтальным магнитным полем на магнитном экваторе [например, Forbes, 1981]. В результате недавних исследований многие ученые говорят о связи нейтрального ветра и ЭЭД [например, Fang et al., 2008, Aveiro et al., 2009]. Тем не менее, из-за отсутствия долгосрочного анализа сравнения данных геомагнитного поля и ветра, полученных с помощью наземных магнитометров и атмосферных радаров, еще не была установлена точная связь между ЭЭД и колебаниями нейтрального ветра в области мезосферы и нижней термосферы (МНТ). Мы сравнили многолетние данные вариаций геомагнитного поля, полученные с наземных магнитометров, которые принадлежат системе MAGDAS, управляемой Международным Центром Наук о Космической погоде и Образования университета Кюшу, и данные солнечного ветра, полученные с помощью радара средней частоты (СЧ), который контролирует Исследовательский Институт Устойчивой Гуманосферы Университета Киото. Эта аппаратура установлена в экваториальной области. В результате мы обнаружили, что взаимосвязь между вариациями зонального ветра и остаточным ЭЭД имела четкую обратную корреляцию. Здесь остаточный ЭЭД определяется как отклонение от сглаживающей кривой второго порядка между потоком EUV и амплитудой ЭЭД. Эти результаты предполагают, что вертикальный ток (J_z) , который генерируется действием динамо в результате зонального ветра перпендикулярно фоновому магнитному полю, меняет проводимость Каулинка, полученной при условии $J_z = 0$. Эта тенденция наблюдается не только в Азиатской части Тихоокеанской зоны (близко к радару), а также в Южной Африке (далеко от радара). Мы также выполнили частотный анализ, чтобы численно определить взаимосвязь зонального ветра и остаточного ЭЭД и обнаружили, что как нейтральный ветер, так и остаточный ЭЭД имею практически одну и ту же преобладающую частоту с небольшой разницей. К тому же, мы выполнили сравнительный анализ с данными нейтрального ветра, зарегистрированными на спутнике и обнаружили, что возмущение нейтрального ветра имеет почти одну и ту же преобладающую частоту в экваториальной области.

Регулярные и стохастические вариации в различных компонентах вторичных космических лучей

Балабин Ю.В., Германенко А.В. Полярный геофизический институт КНЦ РАН, г. Апатиты, Россия balabin@pgia.ru, germanenko@pgia.ru

Аннотация

С помощью комплексной системы мониторинга вторичных космических лучей проведено исследование регулярных (сезонных) и стохастических (связанных с осадками) вариаций в нейтронной и электромагнитной компонентах. Обнаружено, что причины, вызывающие вариации электромагнитной компоненты, никак не проявляются в нейтронной.

Введение

В лаборатории космических лучей в течение нескольких лет ведется непрерывный мониторинг различных компонентов вторичных космических лучей (ВКЛ). К настоящему времени помимо стандартного 18-HM-64 нейтронного монитора (HM) в систему входит детектор гамма-квантов на сцинтилляционном кристалле (ДСК), бессвинцовая секция нейтронного монитора (БСНМ), детекторы заряженной компоненты (ДЗК) и тепловых нейтронов (ДТН). Сцинтилляционный детектор регистрирует кванты с энергиями от 20 кэВ до 5 МэВ, выходные каналы >20 кэВ, >100 кэВ, >200 кэВ, >1 МэВ. НМ чувствителен к нейтронам с энергиями более 50 МэВ, БСНМ – к нейтронам с энергиями от сотен кэВ до единиц МэВ [1], ДТН – тепловые нейтроны (~0.03 эВ), ДЗК регистрирует все заряженные частицы (мюоны, электроны, позитроны) с энергиями более 2 МэВ. подробное описание системы мониторинга приведено в [2]. Данные со всех приборов поступают в общую систему регистрации. Их общий анализ за последние несколько лет показал наличие сезонных вариаций в некоторых компонентах космических лучей. Наибольшая по амплитуде и четко выраженная вариация наблюдается в канале ДСК: более 20 %. Гамма-излучение (ГИ) в приземном слое атмосферы в основном возникает как тормозное излучения энергичных электронов, появляющихся при распаде мюонов. Кроме того, во время осадков наблюдаются возрастания ГИ, составляющие до 50 % и длящиеся многие часы. Предыдущие исследования показали, что загрязнение осадков какими-либо радионуклидами естественного или искусственного происхождения отсутствует [3 и 4].

Сезонные вариации

В Апатитах система мониторинга создана в завершенном виде, на станции Баренцбург (арх. Шпицберген) она работает в сокращенном виде: там установлены НМ и ДСК с выходными каналами >20 кэВ, >60 кэВ. >100 кэВ, >200 кэВ. Нейтронная, электронномюонная и электромагнитная компоненты (с энергиями в десятки МэВ и выше) вторичных космических лучей изучалась уже много лет [1]. Гораздо менее изучено мягкое ГИ (до нескольких МэВ) в приземном слое атмосферы. Наличие данных за 4 года, собранных на станции Апатиты и Баренцбург, позволяют провести изучение и сравнение. На рис.1. приведены относительные изменения интенсивности потоков разных компонент ВКЛ на обеих станциях. Как видим, сезонные вариации на НМ отсутствуют, но наблюдается монотонное падение интенсивности на обеих станциях. Поскольку в анализ включены данные с 2009 г, когда Солнце прошло минимум активности, этот тренд является следствием 11летней модуляции космических лучей в гелиосфере [5]. На БСНМ наблюдается такой же тренд, однако, в теплый сезон происходит увеличение потока нейтронов средних энергий. С началом холодного сезона поток возвращается к прежнему значению. Наиболее примечательная вариация на детекторе ДСК. Амплитуда вариации составляет более 20 %. Большой разброс точек – это проявление стохастических вариаций, связанных с осадками. Еще показательней сезонная вариация ГИ в Баренцбурге.

Для уменьшения флуктуаций и выделения годовых вариаций применен метод наложения эпох. Описание метода есть в [6] Годовые профили вариаций в разных компонентах ВКЛ на ст. Апатиты приведены на рис.2.



Рис. 1. **a**) – вариации интенсивностей потоков ВКЛ на ст. Апатиты. Черная линия – HM, красная – БСНМ, синяя – ДСК, зеленая – ДТН. **б**) – то же самое для станции Баренцбург.



Рис. 2. **а)** – Годовая вариация на ст. Апатиты. Черной линией показан НМ, красной – БСНМ, синей – ДСК, коричневой дана толщина снежного покрова в м. **б)** – сравнение вариаций ДСК в Апатитах и Баренцбурге.

Применение метода наложения эпох позволило четко выделить сезонные изменения интенсивности в исследуемых компонентах ВКЛ. Как указывалось выше, общий убывающий тренд на НМ и БСНМ объясняется фазой роста солнечного цикла. Однако, с наступлением теплого сезона на БСНМ происходит увеличение потока ~5 %. Осенью после прихода холодов, промерзания почвы и выпадения снега уровень БСНМ возвращается к НМ. На рис.2а дополнительно к вариациям ВКЛ приведена толщина снежного покрова по данным [7]. Хорошо видно, что весной при таянии снежного покрова к концу апреля (~120-й день года) начинает расти счет БСНМ. А осенью с появлением снежного покрова (~300-й день года) он возвращается к обычному уровню. Естественное и простое объяснение – проявление эффекта от радона, поступающего в атмосферу из грунта. На НМ радон не оказывает влияния, поскольку в его конструкции имеется защита от нейтронов локального происхождения [1]. Сложнее поведение профиля ДСК. Несомненно, состояние почвы играет определенную роль и обеспечивает часть возрастания в теплый сезон (радонная составляющая). Но полностью объяснить годовую вариацию этим путем не получается. В течение всей зимы поток ГИ падает, а после резкого "взлета"весной, совпадающего со сходом снежного покрова, продолжает расти до середины лета. Надо отметить, что по данным [7], минимум температуры в Апатитах приходится на февраль-март, а в Баренцбурге даже на апрель. Еще показательней сравнение профилей годовой вариации ДСК в Апатитах и Баренцбурге (рис.2б). Баренцбург находится в зоне вечной мерзлоты на широте 78⁰ N, и выделение радона из почвы даже в теплый период весьма затруднено. Но амплитуда вариации там почти в 2 раза больше. По-видимому, определяющий фактор сезонных вариаций ДСК иной.

Вариации, связанные с осадками, в других компонентах ВКЛ

С первых дней работы системы мониторинга были обнаружены возрастания гамма-фона. В дальнейшем выяснилось следующее [3, 8]:

- возрастания сопровождаются в 95 % случаев осадками и происходят круглый год;
- амплитуда возрастаний может достигать 50 % по каналам > 20 кэВ, > 100 кэВ, > 200 кэВ и в пределах ошибки измерений одна и та же, в канале > 1 МэВ она меньше;
- длительность возрастаний варьируется от 2 часов до суток и определяется продолжительностью выпадения осадков;
- возрастания не связаны с загрязнением осадков какими-либо радионуклидами;
- возрастания происходят в основном в электромагнитной компоненте, потоки радиации в нейтронной и заряженной компонентах остаются без изменений.

Для прояснение картины и окончательного заключения об отсутствии влияния осадков – точнее, той причины, которая вызывает возрастания ГИ – на другие компоненты ВКЛ, было проведено настоящее исследование. Для этого из пяти сотен событий возрастания ГИ, зарегистрированных с начала работы системы в 2009 г, были отобраны 93 коротких (не более 3-4 часов) события. Отбор только коротких событий связан с тем, что в длительных событиях присутствует несколько случайным образом расположенных максимумов, соответствующих усилению дождя/снега, их трудно использовать. Методом наложения эпох получен средний профиль возрастания и сопровождающих его осадков. Максимум осадков принимался в качестве реперной точки. Результат показан на рис.За. Во-первых, уверенно определяется временной промежуток между максимумами осадков и потока ГИ, составляющий 30-40 мин. Во-вторых, средний профиль осадков симметричен относительно своего максимума, в то время как профиль ГИ показывает существенную асимметрию: крутой передний фронт и медленный спад с характерным временем ~100 мин. В-третьих, максимум осадков приходится на максимальный рост ГИ. В общем, картина предстает следующая: осадки являются воздействующим активным фактором, а система, производящая фоновый поток ГИ, "реагирует" на это воздействие. Причем, воздействие является "ударным", т.е. коротким по сравнению с релаксационным процессом в системе.

В другом исследовании отобраны события длительностью не более 6 часов и амплитудой возрастания не менее 15 %. Последнее условие введено, чтобы исключить малые возрастания, которые могут не проявить эффекта в других компонентах. Таких событий



Рис. 3. а) – средние профили осадков и возрастания ГИ. б) – вариации в других компонентах ВКЛ, совпадающие с возрастанием ГИ. Расшифровка обозначений приведена на рисунках. Множители показывают, во сколько раз увеличен масштаб.

оказалось около сотни. Применена оригинальная методика, созданная авторами, на основе метода наложения эпох. Максимум возрастания гамма-фона принимался в качестве реперной точки. Результат показан на рис.36. Как видим, вариации, синхронные с возрастаниями ГИ, действительно присутствуют в других компонентах ВКЛ. Они малы, и только благодаря этой методике их удалось выявить. Вариация в нейтронной компоненте на НМ составляет 0.3 %. Согласно [9], средней интенсивности дождь содержит в атмосфере (в виде капель) около 0.4 г/см². Известно [6], что барометрический коэффициент на НМ составляет 0.72 %/мб, в этом случае как раз получается ослабление ~0.3 %. Таким образом, вариация на HM, сопутствующая возрастаниям ГИ, вполне исчерпывается появлением над НМ дополнительного вещества, привносимого осадками. Обычно эта вариация не наблюдаема на HM, она тонет во флуктуациях, обусловленных условиями в космическом пространстве и магнитосфере Земли. Новая методика, как видим, позволила выявить это малое воздействие. Вариация в нейтронной компоненте на БСНМ больше. Это объясняется тем, что он чувствителен к нейтронам меньших энергий. В связи с осадками в окружающей среде появляется больше атомов водорода, которые эффективно тормозят и рассеивают нейтроны. Вариации ДЗК очень важны. Вариация в канале верхнего слоя (ДЗК1) счетчиков отчетлива и не вызывает сомнений. В то же время вариация в канале совпадений верхнего и нижнего слоев (ДЗК2) практически отсутствует. Это четко указывает на то, что вариация в верхнем слое обусловлена гамма-квантами. Дело в том, что счетчики Гейгера-Мюллера имеют небольшую чувствительность к ГИ [10], обусловленной образованием δ -электронов в материале трубок или окружающих предметах. Но такие электроны не могут вызвать срабатывание трубок в двух слоях.

Заключение

Можно утверждать со всей определенностью, что сопутствующие осадкам малые вариации в других компонентах излучения действительно присутствуют. Однако, вариации в нейтронной компоненте вызваны изменением количества вещества, проходимого космическими лучами. Соотношение вариаций на детекторе заряженной компоненты указывает на то, что во время возрастаний ГИ дополнительных заряженных частиц с энергиями более 5 МэВ не возникает. Словом, малые вариации в других компонентах, связанные с возрастанием ГИ, вполне объясняются известными причинами. Главный вывод: причина, вызывающая возрастания ГИ, действует только на эту компоненту ВКЛ и никак не затрагивает другие. Для понимания происходящих процессов необходимы дальнейшие эксперименты.

Литература

- 1. Дорман Л.И. Экспериментальные и теоретические основы астрофизики космических лучей. М.: Наука, 1975, 357 с.
- Germanenko A.V., Balabin Yu.V., Gvozdevsky B.B., Schur. L.I., Vashenyuk E.V. Study of gamma-radiation connected to atmospheric precipitation //, Proc. XXXIII Annual Seminar Physics of Auroral Phenomena, Russia, Apatity, 2011, pp. 163 – 166.
- Germanenko A.V., Balabin Yu.V., Vashenyuk E.V., Gvozdevsky B.B. High-energy photons connected to atmospheric precipitations // Astrophys. Sp. Sci. Trans. 2011, 7, pp 471-475.
- Germanenko A. V., Balabin Yu. V., Gvozdevsky B.B. and Vashenyuk E. V. // Proc. of 23nd ECRS, Russia, Moscow, 3–7 Jule 2012, GEO626.
- 5. Дорман Л.И. Вариации космических лучей и исследование космоса. М.: Издательство Академии наук СССР, 1963, 1028 с.
- 6. Дорман Л.И. Метеорологические эффекты космических лучей. М.: Наука, 1972, 210 с.
- 7. Интернет-ресурс http://rp5.ru/1122/ru
- Gvozdevsky B.B., Balabin Yu.V., Germanenko A.V. Vashenyuk E.V. On the origin of X-ray increases during precipitations // http://galprop.stanford.edu/elibrary/icrc/2011/papers.html#0863
- 9. *Матвеев Л.Т.* Курс метеорологии. Физика атмосферы. Л.: Гидрометеоиздат, 1984, 752 с.
- 10. Фюнфер Э., Нойерт Г. Счетчики излучений. М., Госиздат, 1961. 372 с.

Regular and stochastic variations in different components of secondary cosmic rays

Balabin Yu.V., Germanenko A.V.

Polar Geophysical Institute of RAS, Apatity, Russia

In the Laboratory of Cosmic Rays continuous monitoring of the different components of secondary cosmic rays has been carried out for several years. At the present time, besides the standard neutron monitor (NM), a gamma-ray photon detector on the scintillation crystal, lead-free section of neutron monitor (BNM), charged particle detectors (CPD) and a detector for thermal neutrons (DTN) are in operation. Scintillation detector registers photons with energies from 20 keV up to 5 MeV, NM is sensitive to neutrons with energies more then 50 MeV, BNM is to neutrons with energies from hundreds keV to a few MeV, DTN is for thermal neutrons (about 0.03 eV). CPD detects all charged particles (muons, electrons, positrons) with energies >2 MeV. Data from all the instruments are gathered to the general registration system. Analysis of the data over the past few years has shown the presence of seasonal variations in some components of cosmic rays. The HM has a zero variation, the DTN it is about 10%. The largest in amplitude and the more clearly defined is the variation observed in the channel of the scintillation detector, it is more than 20%. Gamma radiation in the near ground layer of the atmosphere appears as Bremsstrahlung of energetic electrons generating during muon decay.

Moreover during precipitation the increase of gamma background up to 50% are observed; they last for many hours. Experiments have shown, that precipitation is free from any radionuclide of natural or artificial origin, and additional radiation is of Bremsstrahlung origin. On the basis of epoch superposition method, small variations in other components, synchronous with gamma background increase, were determined.

Annual Variations of the Critical Frequency foF2 at the Equatorial Ionization Anomaly Station during the Two Last Solar Minima

BIKTASH L.Z.

Institute of Terrestrial Magnetism, Ionosphere and Radio Wave propagation RAS, Russia

E-mail: lsizova@izmiran.ru

Abstract

What was unusual in the solar wind-magnetosphere-ionosphere system during the last solar minimum? Behavior of the equatorial ionosphere during this prolonged solar cycle 23-24 minimum is one of the most interesting aspects of this period. The aim of our paper is to analyze the factors which can change ionosphere parameters during the solar minima. We calculated annual variations of foF2 at station Vanimo and compared these data with annual variations of Dst-index and the solar wind parameters. From this it follows that in addition to low level of the EUV during the solar minima, the geomagnetic variations effect has to be included as the influencing factor on equatorial ionosphere.

Introduction

Behavior of the equatorial ionosphere during this prolonged solar cycle 23-24 minimum was one of the most interesting aspects of this period. There are significant disagreements between the global TEC (total electron content) and foF2 annual variations during the last two solar minima. Many authors concluded that the annual means of foF2 and the global TEC were reduced, while others investigations no found essential variations as compared with the previous solar minimum. Araujo-Pradere et al. (2011) found that vertical TEC of ionosphere showed a consistent modest decrease of the mean value during the solar cycle 23–24 minimum, while NmF2 behavior was less clear, with instances where the mean value for the minimum 23–24 was even higher than for the minimum 22–23. Model calculations of Araujo-Pradere et al. (2013) support the general assertion that thermospheric temperatures were cooler during the last solar minimum as a consequence of an unusually low and extended minimum of the solar extremeultraviolet flux, and in response to continually increasing long-term trend in anthropogenic carbon dioxide. The cooler temperatures not only decrease density at a fixed height, but also make the corresponding contraction of the atmosphere lowering the height of the F-region peak. Araujo-Pradere et al. (2013) suggest that the relative balance between low latitude heating from EUV flux and high latitude heating from magnetospheric sources may have changed slightly in the recent unusual minimum. Any changes in this heating balance, would affect the strength of the meridional winds, and may have modulated the impact of the general background cooling and decrease in hmF2. TEC variations overview and ionospheric climatology study from Global Positioning System (GPS) observations have been investigated extensively by Liu et al (2009). They found that the mean TEC averaged globally and at three latitude bands (low, middle, and high latitudes) in one (southern or northern) hemisphere and both hemispheres show strong solar cycle (F10.7 and extreme ultraviolet - EUV) and solar rotation modulations as well as annual/semiannual variations. It was also shown that the mean TEC has higher solar activity sensitivity at lower latitudes and with increasing (decreasing) solar activity, these mean TEC tend to increase (decrease). The saturation effects at high F10.7 have already been reported in NmF2 and TEC (e.g., Balan et al., 1994; Chen et al., 2008). Ouattara et al. (2012) have analyzed the variability of foF2 at two West Africa equatorial ionization anomaly stations (Ouagadougou and Dakar) during three solar cycles (from cycle 20 to cycle 22). Their analyze show a good correlation between foF2 and sunspot number for Ouagadougou and Dakar data. The correlation coefficient varied from one solar-cycle to another. The above mentioned authors assigned phase-to-phase variability of foF2 to solar ultraviolet radiation variability and they concluded that it is necessary to treat separately the variability of the ionosphere according to each type of solar-cycle phase. Yang et.al (2012), called their attention to the different results of the papers relating to foF2 variations obtained from the ionosonde station Jicamarca during the solar cycle 23–24 minimum comparing to the prior solar minimum. They concluded that the behavior of the ionosphere parameter could be due to the different analyzing methods and the time length chosen. They also show that the solar control on the ionospheric behavior is not linear at Jicamarca station. The yearly values of foF2 were smaller in 2008–2009 than in 1996–1997. Most if not all of authors suppose that the possible source of this phenomenon is the low level of the EUV during the solar minima.

The aim of our paper is to validate conclusions about low level of the EUV effect on the ionosphere or to propose new factor which can change ionosphere parameters during the solar minima. To do this we will analyze possible effects of the solar wind and geomagnetic variations in term of the Dst index and on the foF2 variations at the equatorial ionization anomaly station during the last two solar minima.

Data Sets

Data used in this study are obtained from: Dst --index http://wdc.kugi.kyoto-u.ac.jp, iono-spheric data of the foF2 (F2 layer critical frequency in MHz) at station Vanimo (-2.7S, 141.30E, dip.-21.6) in

http://www.ips.gov.au/WDC, solar wind data http://omniweb.gsfc.nasa.gov/ow.html

Analysis of the experimental data

Let us examine Figure 1 where diurnal variations of yearly average foF2 (MHz) at Vanimo equatorial ionization anomaly station (Papua New Guinea) during the solar cycle 22-23 (1996-1997) and 23-24 (2008-2009) minima are presented. These data were calculated in terms of the universal time (LT = UT + 14h) for simplify comparison of geomagnetic, interplanetary and other papers data. Figure 1 plots annual variations of the critical frequency of foF2: for 1996 by solid line with crosses, for 1997 by solid line with triangles, for 2008 – by solid line with dark circles, for 2009 – by solid line with light circles. We can see that annual variations of foF2 have been reduced from day-time maximum at LT 14 h to night-time minimum at LT 5-7 h (19-21 UT). We do not see day-time ionization bite-outs in annual variations at Vanimo station as seen very well at equatorial and equatorial ionization anomaly regions at Jicamarca, Ouagadougou and Dakar stations at the pictures as shown in Yang et.al (2012) and Ouattara et al. (2012) papers. This appears is that Vanimo is situated at the border of equatorial ionization anomaly region. One can further see that there is a difference about ~ 1 MHz between the two solar minima in 1996 and 2008. The less difference is about 0.5 MHz between 1997 and 2008 and night-time levels of foF2. The bigger differences in foF2 for the same years were observed at Jicamarca by Yang et al. (2012). The annual variations of foF2 and or electron density at Vanimo during 23-24 solar minimum like at Jicamarca station indeed are lowest with relation to previous one but not so unusual.

These results could be interpreted by higher EUV values in 1996-1997 compared to 2008-2009 according to Solomon et al. (2010). In 1996-1997 the solar EUV 26-34 nm irradiance was about 0.7 mW/m^2 whereas in 2008-2009 it was about 0.6 mW/m². Richardson et al. (2012)

study shows us the same results: the solar 26 to 34 nm EUV irradiance from SOHO SEM appears 15% lower in 2008 than in 1996. One of the options that might explain this is a quantity of coronal holes (areas of open magnetic field). As concluded Richardson et al. (2012), more image analysis and irradiance modeling are required to prove this option.

The possible reasons for foF2 differences during the solar minima might be variations of the solar wind, geomagnetic variations and some others. We calculated UT variations of Dst-index during the same solar minima years as foF2 variations shown in Figure 1. Figure 2 plots the annual Dst variations in the same symbols as for the critical frequency of foF2 at Vanimo station: for 1996 by solid line with crosses, for 1997 by solid line with triangles, for 2008 – by



Fig. 1. (Left) Annual variations of foF2 (MHz) at Vanimo station during the solar cycle 22-23 and 23-24 minima. UT annual averages are shown: 1996 by solid line with crosses, for 1997 by solid line with triangles, for 2008 – by solid line with dark circles, for 2009 – by solid line with light circles. (Right) Annual variations of Dst-index during the solar cycle 22-23 and 23-24 minima. UT annual averages of Dst index are shown: 1996 by solid line with crosses, for 1997 by solid line with triangles, for 2008 – by solid line with dark circles, for 2009 – by solid line with crosses, for 1997 by solid line with triangles, for 2008 – by solid line with dark circles, for 2009 – by solid line with triangles, for 2008 – by solid line with dark circles, for 2009 – by solid line with light circles.

solid line with dark circles, for 2009 - by solid line with light circles. Figure 2 shows essential distinctions between annual Dst –index variations during the two solar minima during 1996-1997 (Dst varied between -10 and -15 nT) and 2008-2009 (Dst varied between -8 and -2 nT). They are retraced in tandem with the foF2 variations at Vanimo: the less are Dst- index values during the solar minima, the greater foF2 values during this years and vice versa. The same order of events in foF2 annual values at Jicamarca can be found in the paper of Yang et al (2012).

Does the solar wind variations were effected on the level of Dst variations during these solar minima? For this purpose let us analyze the solar wind data. Figure 3 presents the solar wind 27-day averaged data of the solar wind velocity (the bottom panel) and Dst variations (the top panel) obtained from OMNI data. The same symbols in plots as in Figure 1 and 2 are used for data: 1996 by solid line with crosses, 1997 by solid line with triangles, 2008 - by solid line with dark circles, 2009 - by solid line with light circles. Seasonal effects in Dst variations are seen at the top panel. Dst variations have been more quiet in 2009 when the solar wind velocity had minimum about 320 km/s. Seasonal effect is missed in Dst-index during this year since geomagnetic storms were absent. A reduction of Dst variations due to the solar wind velocity can be found in 1996-1997 in the at the ends of these years and in the beginning in 2008 when the high speed solar wind reached 520 km/s. According Richardson et al. (2012) these solar wind velocity variations were associated with solar coronal holes during the solar minima. At solar minimum, high speed streams are responsible for around three-quarters of small (~77%)

or medium ($\sim 70\%$) storms, around a half (48%) of large storms, and $\sim 13\%$ of major storms, the remainder being predominantly associated with CME flows. The solar wind dynamic pressure and interplanetary magnetic field B show quiet conditions in 2008 and 2009. Figure 4 plots the solar wind dynamic pressure Pd in nPa (the top panel) and the solar wind IMF B in nT 27 day variations for the period being discussed. The same symbols as on Figure 1 and 2 for the corresponding years are used here. The graphs in Figure 1-4 clear show that the last solar minimum was the quietest as in interplanetary medium as in magnetosphere-ionosphere system.

Let us return to the Figure 1. We can clear see difference between yearly averaged foF2 critical frequencies variations at Vanimo in local evening and night when EUV is absent. Difference of diurnal variations of 12-monthly average at Jicamarca in these solar minima in evening and night-time hours also can be found in Yang's et al. (2012) graph. This effect can not be explained by EUV variations but have to be attributed partly for example to geomagnetic variations which clear seen in Figure 2. We have to take into account also that the ionosphere is produced by X-ray wavelengths. Minor contributions are coming from ionization by cosmic rays (maximum effect fall on solar minimum) and other effects on the ionosphere.



Fig. 2. (Left) The solar wind 27-day averaged data of the solar wind velocity (the bottom panel) and Dst variations (the top panel) obtained from OMNI data. The same symbols in plots as in Figure 1 and 2 are used for the solar wind data: 1996 by solid line with crosses, 1997 by solid line with triangles, 2008 – by solid line with dark circles, 2009 – by solid line with light circles. (Right) The solar wind 27 day variations of dynamic pressure Pd in nPa (the top panel) and the solar wind IMF B in nT for the period being discussed. Pd and B are shown for: 1996 by solid line with crosses, 1997 by solid line with triangles, 2008 – by solid line with dark circles, 2009 – by solid line with dark circles, 2009 – by solid line with dark circles.

Therefore, the equatorial ionospheric parameters during the solar minima are highly susceptible to EUV effect. They also can be very sensitive to geomagnetic variations caused by high latitude electric fields penetration to the equatorial ionosphere (Mazaudier (1985), Biktash et.al (2004, 2008). There are other possible reasons including meridional winds strength (as shown by Araujo-Pradere et al. (2013)) and cosmic ray effects. The questionis remains open.

Conclusion

We have calculated UT variations of annual means of the critical frequency foF2 at the equatorial ionization anomaly station Vanimo during the two last solar minima. Annual means of foF2 during 23-24 solar minimum at Vanimo station is lower compared to the previous 21-22 solar minimum, but this difference (is about ~ 1 MHz) is not unusual. Comparison of these data with Dst annual variations and the solar wind parameters show us that this effect can not be only explained by EUV variations but have to be partly attributed to electric field at the equatorial ionosphere due to geomagnetic variations. It is shown that together with other solar and interplanetary parameters, the long-term variations of the Dst-index, as measure of solar-terrestrial relationships can be used for study of these kinds of ionospheric variations. It should be noted that more detail investigations of these relationships for different ionospheric regions are required.

Acnowledgements

The author would like to thank the following organizations for the data used in this study:

- World Data Center for Geomagnetism, Kyoto: Dst-index http://wdc.kugi.kyoto-u.ac.jp),
- Radio and Space Services of the Australia Bureau of Meteorology: ionospheric data of the foF2 at station Vanimo http://www.ips.gov.au/WDC,
- NASA Goddard Space Flight Center: solar wind data http://omniweb.gsfc.nasa.gov.

Reference

- 1. Araujo-Pradere E., Redmon R., Fedrizzi M., et al. Some characteristics of the ionospheric behavior during the solar cycle 23-24 minimum. Solar Phys., 270, 439-445, 2011.
- 2. Araujo-Pradere E., Buresova D., Fuller-Rowell D.J., Fuller-Rowell T.J. Initial results of the evaluation of IRI hmF2 performance for minima 22–23 and 23–24. Adv. Space Res. 51, 630–638, 2013.
- 3. Balan, N., Otsuka, Y., Fukao, S., Abdu, M.A., et al. Annual variations of the ionosphere: A review based on MU radar observations, Adv. Space Res., 25, 153 – 162, 2000.
- 4. Biktash L.Z. Role of the magnetospheric and ionospheric currents in the generation of the equatorial scintillations during geomagnetic storms. Annales Geophys., 22, 3195–3202, 2004.
- 5. Biktash L.Z., Maruyama T., Nozaki N. The solar wind control of the ionosphere dynamics during geomagnetic storms. Adv. Space Res. 41, 562-568, 2007.
- Chen Y., Liu L., Le H. Solar activity variations of nighttime ionospheric peak electron density, J. Geophys. Res., 113, A11306, 2008.
- Liu L., Wan W., Ning B., et al. Climatology of the mean TEC derived from GPS Global Ionospheric Maps. J. Geophy.Res., 114: A06308, 2009.
- 8. Ouattara F., Gnabahou D., Mazaudier C.A. Seasonal, diurnal, and solar-cycle variations of electron density at two west Africa equatorial ionization anomaly stations. Hindawi Publishing Corporation, International Journal of Geophysics, 1-9, 2012.
- Mazaudier C. Electric currents above Saint-Santin 3. A preliminary study of disturbances: June 6, 1979; March 22, 1979; March 23, 1979. J. Geophys. R., 90, 1355-1366, 1985.
- Richardson I.G., Cane H.V. Solar wind drivers of geomagnetic storms during more than four solar cycles. J. Space Weather Space Clim. 2 A01 DOI: 10.1051/swsc/2012001, 2012.

- 11. Solomon S.C., Woods T.N., Didkovsky L.V., et al. Anomalously low solar extremeultraviolet irradiance and thermospheric density during solar minimum. Geophys. Res. Lett. doi: 10.1029/2010GL044468, 2010.
- 12. Yang G.J., Liu Li-Bo., Chen, Yi-Ding., et al. Does the equatorial ionosphere peak electron density really record the lowest during the recent deep solar minimum? Chinese J. of Geophys., 55, 457–465, 2012.

Годовые вариации критической частоты foF2 на экваториальной станциии ионизационной аномалии во время двух последних солнечных минимумов

Бикташ Л.З.

Институт земного магнетизма, ионосферы и распространения радиоволн им. Н.В. Пушкова РАН, Россия

В данной работе исследуются годовые вариации критической частоты foF2 на экваториальных станциях с целью выявления причин, которые влияют на ионосферу во время солнечных минимумов. Поведение электронной плотности в экваториальных регионах во время солнечных минимумов является предметом пристального изучения в связи с особенностями последнего глубокого солнечного минимума. Имеются существенные различия в результатах, полученных глобальных карт полного электронного содержания по измерениям на GPS во время двух последних солнечных минимумов. Эти различия, в основном, исследователи объясняют изменением ультрафиолетового излучения Солнца и особенно низким уровнем этого излучения в последнем солнечном минимуме. Мы рассмотрели годовые Dst-вариации и вариации критической частоты foF2 на станциях Хуанкайо и Ванимо. Результаты исследований показали, что одной из причин различий электронной плотности ионосферы в солнечных минимумах является геомагнитная активность, которая меняется от минимума к минимуму.

Электромагнитное поле, генерируемое капиллярными колебаниями капель

Богатов Н.А.

Институт прикладной физики РАН, Россия

bogatov@appl.sci-nnov.ru

Капиллярные колебания проводящей капли, заряженной или помещенной во внешнее электрическое поле, вызывают изменение во времени распределения заряда на меняющейся поверхности капли, что, в свою очередь, приводит к генерации электромагнитного излучения и переменного квазистатического электрического поля. Этот эффект, в принципе, может давать вклад в генерацию переменного электрического поля (как волнового, так и квазистатического) электризованными облаками и облаками, находящимися в областях с повышенным уровнем атмосферного электрического поля. Оценка мощности излучения грозового облака в результате этого эффекта была сделана в работе [1], где был выполнен приближенный аналитический расчет интенсивности излучения колеблющейся проводящей заряженной капли (в отсутствие внешнего постоянного поля). Однако в работе [1] была допущена ошибка при вычислении мнимой части частоты колебаний капли, отчего полученная в итоге зависимость интенсивности излучения, а величина интенсивности капли противоречит качественным физическим соображениям, а величина интенсивности оказывается сильно завышенной. Подобный [1] результат был получен и в работе [2], где учитывалась вязкость жидкости.

Настоящий доклад посвящен корректному расчету переменного электрического поля колеблющейся капли, одновременно заряженной и помещенной во внешнее электрическое поле. Ситуации заряженной капли без внешнего поля и незаряженной во внешнем поле являются частными случаями рассмотренной здесь задачи. Вычислены абсолютные спектры излучения электромагнитных волн и колебаний квазистатического поля, генерируемые стохастическими капиллярными колебаниями капель типичного грозового облака. Получено, что интенсивность всех этих полей существенно ниже фонового уровня. Проанализирована возможность когерентного возбуждения капиллярных колебаний ансамбля капель, находящихся в однородном постоянном электрическом поле. Синфазное возбуждение колебаний капель в облаке может происходить в результате резкого, с характерным временем, меньшим периода колебаний капель, изменения величины электрического поля в облаке. Такая ситуация реализуется в грозовых облаках после молниевых разрядов, и может иметь место в облаках над сейсмически активными районами. Выполнен расчет величин и спектров генерируемых при этом волнового и квазистатического электрических полей. При характерных для грозового облака параметрах, электрические поля синфазно колеблющихся капель превышают фоновый уровень и могут давать заметный вклад в переменное электрическое поле грозового облака в некоторых участках частотного спектра.

Одна капля

Рассмотрим колебания капли идеальной проводящей жидкости, обладающей зарядом Q и помещенной во внешнее поле E_{∞} . Амплитуду колебаний предположим малой по сравнению с длиной волны капиллярных волн (для колебаний низших мод это условие эквивалентно условию малости амплитуды колебаний по сравнению с радиусом капли), а заряд капли и внешнее электрическое поле достаточно малыми для того, чтобы несущественно влиять

на колебания капли. Тогда колебания капли можно представить в виде суммы колебаний на собственных частотах ω_l :

$$\omega_l^2 = \frac{\alpha R_0^{-3}}{\rho} l \left(l - 1 \right) \left(l + 2 \right) \quad l \ge 2 \tag{1}$$

где R_0 – радиус невозмущенной капли, α – коэффициент поверхностного натяжения, ρ – плотность жидкости, l – номер моды. Электрическое поле представим в виде суммы поля E_0 вокруг невозмущенной заряженной сферы и полей E_l , связанных с модами l колебаний капли:

$$\vec{E}(r,\theta,t) = \vec{E}_0 + \sum_l \vec{E}_l(r,\theta)e^{i\omega_l t} \quad E_0 = -\nabla\varphi_0 \quad \varphi_0 = \frac{Q}{r} - E_\infty \left(1 - \frac{R_0^3}{r^3}\right)r\cos\theta \qquad (2)$$

Общее решение уравнений максвелла для электрического поля можно представить в виде разложения по сферическим функциям:

$$\vec{E}_l(r,\theta) = \frac{1}{r} \sum_n C_n \left[\vec{i}_r h_n^{(2)}(k_l r) P_n(\cos\theta) + \vec{i}_\theta \frac{1}{n(n+1)} \frac{dP_n(\cos\theta)}{d\theta} \frac{d\left(r h_n^{(2)}(k_l r)\right)}{dr} \right]$$
(3)

где $P_n(\cos\theta)$ – полиномы Лежандра, $h_n^{(2)}(k_lr)$ - сферические функции Бесселя четвертого рода, $k_l = \omega_l/c$, c – скорость света, C_n – произвольные константы. Коэффициенты C_n найдем из условия равенства нулю тангенциальной компоненты поля на поверхности капли. Отличными от нуля будут только три коэффициента с n = (l-1), l, (l+1). То есть в капле, у которой возбуждены капиллярные колебания l – й моды, заряд приводит к появлению зарядов и токов, соответствующих мультиполю порядка l, а внешнее электрическое поле – к появлению зарядов и токов, соответствующих двум мультиполям: (l-1)-го и (l+1)-го порядка. С учетом малости параметра $k_l R_0$, имеющего порядок отношения скорости капиллярных волн к скорости света, выражения для коэффициентов приводятся к виду:

$$C_{l-1} \approx i \frac{3(l-1)^2 l!}{2(l+1)(2l-1)!} (2k_l R_0)^l E_{\infty} \xi_l,$$

$$C_l \approx i \frac{(l+1)!}{2(2l)!} (2k_l R_0)^{l+1} \frac{Q}{R_0^2} \xi_l, \quad C_{l+1} \approx i \frac{3(l+2)^2 (l+2)!}{2l(2l+3)!} (2k_l R_0)^{l+2} E_{\infty} \xi_l$$
(4)

Волновое поле. $k_l r >> 1$.

Мощность излучения *l* моды колебаний капли найдем, проинтегрировав поток электромагнитной энергии на бесконечности.

$$W_{l} = \frac{c}{2} \xi_{l}^{2} E_{\infty}^{2} \left(2k_{l} R_{0}\right)^{2l} \left[\frac{l!}{(2l)!}\right]^{2} \left\{\frac{9l \left(l-1\right)^{3}}{\left(2l-1\right) \left(l+1\right)^{2}} + \frac{l}{4 \left(2l+1\right) \left(l+1\right)} \left(2k_{l} R_{0}\right)^{2} \frac{Q^{2}}{R_{0}^{4} E_{\infty}^{2}} + \frac{9 \left(l+2\right)^{5}}{16 \left(2l+1\right)^{2} \left(2l+3\right)^{3} \left(l+1\right)} \left(2k_{l} R_{0}\right)^{4}\right\}$$
(5)

Ввиду крайней малости параметра $2k_lR_0$ из (5) следует, что: а) излучение мультипольности (*l*-1) всегда много больше излучения мультипольности (*l*+1); б) излучение, связанное с зарядом капель может сравниться с излучением, связанным с поляризацией капель во внешнем электрическом поле только при очень малой величине последнего, что может иметь место в атмосфере лишь в очень малых областях; в) мощность излучения быстро уменьшается с ростом номера моды l. Поэтому можно утверждать, что при широкополосном возбуждении колебаний капли (возбуждении широкого спектра мод) в полной мощности W излучении капли всегда будет преобладать дипольное излучение, вызванное колебанием капли на основной моде l = 2:

$$W \approx W_2 \approx \frac{c}{27} \xi_2^2 E_\infty^2 (k_2 R_0)^4$$
 (6)

Подставляя в (6) $k_2 = \omega_2/c$ из (1) получим:

$$W \approx \left(\frac{4}{3c}\right)^3 \left(\frac{\alpha \xi_2 E_\infty}{\rho R_0}\right)^2 \tag{7}$$

Из (7) видно, что при заданной относительной амплитуде колебаний ξ_2/R_0 мощность излучения от размера капель не зависит. Плотность потока S_1 излучения одной капли в направлении максимума диаграммы направленности излучения $\theta = \pi/2$ равна:

$$S_1 = \frac{c}{8\pi} \left| E_{2\max} \right|^2 = \frac{3}{2} \frac{W_2}{4\pi r^2} \tag{8}$$

Квазистатитческое поле. $k_l r \ll 1$.

На расстоянии от капли, много меньшем длины волны электромагнитного излучения с частотой ω_l , то есть при условии $k_l r << 1$, из (3,4) найдем:

$$\vec{E}_{l} = -\frac{\xi_{l}}{r} \left\{ \frac{6(l-1)^{3}l}{l+1} \left(\frac{R_{0}}{r}\right)^{l} E_{\infty} \left(\vec{i}_{r}P_{l-1} - \vec{i}_{\theta}\frac{1}{l}\frac{dP_{l-1}}{d\theta}\right) + 2(l+1)\frac{Q}{R_{0}^{2}} \left(\frac{R_{0}}{r}\right)^{l+1} \times \left(\vec{i}_{r}P_{l} - \vec{i}_{\theta}\frac{1}{l+1}\frac{dP_{l}}{d\theta}\right) + \frac{3(l+2)^{3}}{l(2l+3)} \left(\frac{R_{0}}{r}\right)^{l+2} E_{\infty} \left(\vec{i}_{r}P_{l+1} - \vec{i}_{\theta}\frac{1}{l+2}\frac{dP_{l+1}}{d\theta}\right) \right\}$$
(9)

Ввиду крайней малости параметра R_0/r из (9) следует, что первый член в фигурных скобках, соответствующий полю мультипольности (*l*-1), будет много больше двух других членов, и что амплитуда поля быстро уменьшается с ростом номера моды *l*. Поэтому в суммарном переменном квазистатическом электрическом поле колеблющейся капли всегда будет преобладать дипольная компонента, вызванная колебаниями на основной моде l = 2:

$$\vec{E} \approx \vec{E}_2 = \frac{4\xi_2}{r} \left(\frac{R_0}{r}\right)^2 E_\infty \left(\vec{i}_r P_1 - \vec{i}_\theta \frac{1}{2} \frac{dP_1}{d\theta}\right)$$

Максимальная амплитуда E_1 переменного поля одной капли (в направлениях $\theta = 0, \pi$) равна:

$$E_1 = \left| \vec{E}_2 \right|_{\max} \approx \frac{4}{r} \left(\frac{R_0}{r} \right)^2 E_\infty \xi_2 \tag{10}$$

Ансамбль капель. Стохастические колебания

Спектр излучения облака колеблющихся в электрическом поле капель определяется распределением капель по размерам $n(R_0)$:

$$S_f = S_1 \cdot n \left(R_0 \left(\omega \right) \right) \frac{dR_0 \left(\omega \right)}{d\omega} \cdot 2\pi \quad \omega = 2\pi f \quad , \tag{11}$$

где $R_0(\omega) = (8\alpha/\rho\omega^2)^{1/3}$ – зависимость радиуса капли от круговой частоты основной моды колебаний (l = 2) из формулы (1). Спектр размеров облачных капель в диапазоне $R_0 \subset$ $(1 \div 100)$ мкм описывается с помощью гамма распределения [3]:

$$n(R_0) = \frac{N_0}{\Gamma(\alpha_r + 1)\beta^{\alpha_r + 1}} R_0^{\alpha_r} \exp\left(-\frac{R_0}{\beta}\right)$$
(12)

где N_0 – концентрация капель, α_r и β – параметры распределения. Типичный разброс значений параметров $N_0 = 100 - 200 \text{ см}^{-3}$, $\alpha_r = 2\pm 1$, $\beta = 0.3 - 3$ мкм. Выберем для оценки сверху величины спектральной плотности S_f значения параметров $N_0 = 200 \text{ см}^{-3}$, $\alpha_r = 3$, $\beta = 3$ мкм. Далее для оценки положим $\xi_2/R_0 \sim 0.3$ и возьмем характерную для развитого грозового облака величину $E \sim 1 \text{ кB/см}$. Тогда максимальная спектральная плотность потока излучения из облака объемом 10^3 км^3 на расстоянии 10 км составит:

 $S_f \approx S_1 \cdot 10^{-3} \approx 10^{-25} \text{ Вт/см}^2 \kappa \Gamma$ ц ,

что ниже порога чувствительности приемной аппаратуры ($10^{-23} \div 10^{-24}$) Вт/см²кГц и на несколько порядков величины меньше интенсивности излучения конвективных облаков в этом диапазоне частот [4].

Среднеквадратичная величина поля E_N , создаваемого ансамблем из N одинаковых капель со случайной фазой колебаний в \sqrt{N} раз больше поля одной капли. Амплитудночастотная характеристика квазистатического поля, создаваемого облаком колеблющихся капель, снова определяется распределением капель по радиусу $n(R_0)$:

$$E_f \approx 4 \left(\frac{\xi_2}{R_0}\right) \frac{R_0(\omega)^3}{r^3} E_\infty \left[n \left(R_0(\omega)\right) \frac{dR_0(\omega)}{d\omega} 2\pi V\right]^{1/2} \quad \omega = 2\pi f \tag{13}$$

Из (13) видно, что при заданной водности облака $NR_0^3 = const$ поле E_N растет пропорционально $(R_0)^{3/2}$. Рост относительного вклада в квазистатическое поле в спектре (13) обусловлен множителем $(R_0/r)^3$. Распределение облачных капель по размерам в диапазоне $R_0 \subset (100 \div 2000)$ мкм описывается степенной зависимостью [3]:

$$n(R_0) = \frac{(\delta - 1) N_{100}}{100} \left(\frac{100}{R_0}\right)^{\delta}$$
(14)

где R_0 измеряется в мкм. Типичные значения параметров этого распределения $\delta = 6 - 7$, N₁₀₀ = 100 – 500 м⁻³ [3]. Максимальная величина E_f для обоих распределений не превышает 10⁻⁵ мкВ/м•Гц^{1/2}, что опять же меньше порога чувствительности измерительных приборов и намного меньше величины переменного поля, генерируемого конвективными облаками в герцовом и килогерцовом диапазонах частот [4].

Таким образом, переменное электромагнитное поле, вызываемое случайными (несинхронизованными) колебаниями капель (в том числе заряженных) в электризованных облаках, не дает заметного вклада в волновое и квазистатическое электрические поля облаков.

Ансамбль капель. Синфазные колебания

Вытягивание капли в электрическом поле, не слишком близком к критическому относительно электрогидродинамической неустойчивости, приблизительно равно $\xi_p \approx \frac{3E_\infty^2}{16} \frac{R_0^2}{\pi \alpha}$. Соответственно, амплитуда колебаний, возбуждаемая быстрым по сравнению с периодом колебаний капли, изменением внешнего поля, равно: $\Delta \xi_p \approx \frac{3}{16} \frac{R_0^2}{\pi \alpha} \Delta (E^2)$, где $\Delta (E^2)$ – изменение квадрата внешнего поля E_∞ . Амплитуды электрических полей (как волновых, так и квазистатических) ансамбля колеблющихся капель будут складываться, если длина волны электромагнитного излучения на частоте колебаний капель будет много больше геометрического размера ансамбля: волновое поле: $E(f) = V \frac{E_{\infty}\Delta(E^2)}{2\pi r \rho c^2} R_0(f) n(R_0(f)) \frac{dR_0(f)}{df},$ (15)

квазистатическое поле: $E(f) = -V \frac{E_{\infty}\Delta(E^2)}{4\pi\alpha r^3} R_0^4(f) n(R_0(f)) \frac{dR_0(f)}{df}$. (16) Количественная оценка квазистатического поля (16) для облаков с параметрами $V = 10^3$ км³, $E_{\infty} = 1$ кВ/см, $\Delta(E^2) = 15$ кВ²см², r = 20км, n(R = 1мм) = $(10^{-4} \div 10^{-2})$ см⁻⁴ дает величину $E(f) \sim 10^{-3}$ В/м·Гц на частоте 100 Гц, что на порядок превышает фоновый уровень.

Литература

- 1. Калечиц В.И., Нахутин И.Е., Полуэктов П.П. О возможном механизме радиоизлучения конвективных облаков // ДАН СССР, т.262, 1982. С. 1344.
- Ширяева С.О., Григорьев А.И., Коромыслов В.А., Голованов А.С. Влияние релаксации заряда на электромагнитное излучение осциллирующей заряженной капли // Письма в ЖТФ, т.28, в.2, 2002. С. 6.
- Справочник Облака и облачная атмосфера под ред. И. П. Мазина и А. Х. Хргиана, Л.: Гидрометеоиздат, 1989.
- 4. *Качурин Л.Г., Кармов М.И., Медалиев Х.Х.* Основные характеристики радиоизлучения конвективных облаков // Физика атмосферы и океана, т. 10, №11, 1974. С. 1163.

The electromagnetic field generated by capillary drops oscillations

Bogatov N.A.

Institute of Applied Physics RAS, Russia

The exact solution for the full electromagnetic field generated by capillary oscillations of a drop of an ideal conducting liquid electrically charged and subsninuted to external homogeneous constant electric field was found in this report. The calculation of absolute spectra of electromagnetic radiation and quasistatic electric field generated by a cloud of drops stochastic oscillating at typical clod volume and drop density and size distribution was fulfilled. The intensity of these fields turn to be much less than the background. Examined the situation of the common-mode excitation of oscillations in an ensemble of cloud drops, which can take place in the storm clouds, after lightening discharges. In this case, the amplitude spectral density of the quasi-static electric field generated by drops oscillations in a typical thunderstorm cloud at a distance of tens of kilometers from it is comparable with the typical level of the spectrum of the electric field near storm clouds. Probably, the common-mode excitation of drops can occur in the clouds above the centers of seismic activity in moments of sudden changes of atmospheric fields.

Комплексное исследование волновых процессов в ионосфере над Камчаткой

Богданов В.В.¹, Живетьев И.В.¹, Кайсин А.В.¹, Полюхова А.Л.¹, Романов А.А.²

¹Институт космофизических исследований и распространения радиоволн ДВО РАН, Россия

> ²OAO Российские космические системы, Россия i.zhivetiev@gmail.com

Аннотация.

В работе представлены предварительные результаты одновременных наблюдений за состоянием ионосферы методами радиотомографии, GPS-зондирования и вертикального радиозондирования.

Введение.

Известно, что ионосфера земли чутко реагирует на изменения параметров солнечного излучения, изменения геомагнитного фона, а также на различные природные катастрофы (извержения вулканов, землетрясения, тайфуны). Изучению ионосферного отклика на такого рода воздействия посвящено много работ, однако постоянно совершенствующиеся инструменты сбора и обработки ионосферных данных, дополняют наши знания о характере и параметрах протекающих процессов. К таким динамично развивающимся инструментам можно отнести методы GPS-мониторинга [1] и томографии [2]. На п-ове Камчатка, во многом уникальном, благодаря своему географическому расположению, существует сеть станций GPS, которая уже была успешно использована в ряде экспериментов, а также недавно созданная цепочка томографических станций. Данная работа посвящена изучению возможностей совместного использования этих двух инструментов для получения новых данных о протекающих в ионосфере процессах в различных сезонных и геомагнитных условиях.

Метод исследования.

Процедура получения данных об ионосфере с помощью технологии GPS хорошо описана в [1]. Относительное приращение "наклонного" полного электронного содержания (ПЭС) I₀ определяется на основе измерений фазового пути трансионосферного навигационного радиосигнала GPS:

$$I = \frac{1}{40.308} \frac{f_1^2 f_2^2}{f_1^2 - f_2^2} \left[(L_1 \lambda_1 - L_2 \lambda_2) + const + nL \right], \tag{1}$$

где $f_1 = 1575.42$ МГц, $f_2 = 1227.6$ МГц, (λ_1, λ_2) - частоты (длины волн) навигационных радиосигналов GPS; $L_1\lambda_1$ и $L_2\lambda_2$ - приращения фазового пути радиосигналов, обусловленные их распространением в ионосфере (L_1 и L_2 - число полных оборотов фазы); const - неизвестный начальный фазовый путь; nL - опибка в определении фазового пути. Эксперимент состоял из нескольких этапов. Сначала ряды I(t) исходного ПЭС сглаживались с временным окном 30 мин., и подвергались процедуре удаления тренда с окном 60 мин. Далее, из сформированных таким образом рядов приращений ПЭС dI(t) выбирались данные высокого качества, полученные со спутника GPS, траектория которого характеризовалась наилучшими ракурсными условиями для регистрации перемещающегося

ионосферного возмущения (ПИВ). Затем, с использованием разработанного в [1] метода определялись скорость V и азимут α распространения ПИВ, отсчитываемый по часовой стрелке от севера N. Метод основан на расчете пространственных и временных градиентов электронной концентрации по измерениям ПЭС на трех разнесенных в пространстве наземных станциях GPS (GPS-решетке). В каждом случае использовалось максимально возможное количество решеток.

В свою очередь, томографическая реконструкция представляет собой обратную задачу: по данным о ПЭС вдоль луча "приемник-спутник"необходимо восстановить функцию пространственных переменных (Ne)_{ij} в узлах заданной сетки. Интегральной характеристикой при радиопросвечивании ионосферы является полная фаза радиосигнала, пропорциональная ПЭС вдоль распространения луча зондирования, однако физически измеряется только фаза в пределах 2π , а количество полных циклов неизвестно, поэтому необходимо решать задачу определения начальной фазы. Авторами [3] был предложен метод фазоразностной томографии, его суть состоит в использовании производной фазы, которая не содержит неизвестную постоянную константу, соответствующую начальной фазе сигнала, в этом случае отпадает необходимость ее (константы) определения. Далее, по набору изменений интегральной характеристики формируется система алгебраических уравнений, которую можно решать различными способами. В данной работе для реконструкции реальных данных использовался Байесовский подход к решению задачи томографии [4].

Результаты.

С целью проведения исследования было отобрано несколько дней 2011 - 2012 г.г. (таблица 1), а затем, для выбранных дней был проведен анализ данных, полученных с помощью описанных методов томографии и GPS.

Дата	Σ Kp	Время, UT	V, м/с	α , град.	Амплитуда, ТЕСИ
06.09.2011	14	01:00	608.1	118.3	0.4
19.09.2011	4	00:00	416.8	121.9	0.37
19.02.2012	23	00:00	231.8	180.4	0.4
20.02.2012	27	01:00	38.1	133.4	1.8
22.02.2012	18	02:00	160.8	177.3	1.2
23.04.2012	27	21:00	958.9	121.4	0.7
17.06.2012	37	11:00	233.0	190.6	1.4
15.07.2012	47	08:00	1697.1	125.2	1.5

Таблица 1. Даты экспериментов

Рассмотрим для примера 06.09.2011 г. Геомагнитная обстановка за этот день была спокойной (суммарный индекс Kp = 14). Геометрия эксперимента приведена на рис.1. Темносерыми треугольниками показано положение станций камчатской региональной сети GPS, квадратами – положение томографических станций. Сплошными кривыми показаны траектории движения подионосферных точек для спутника GPS № 16 на высоте 250 км, длинным пунктирном – для спутника GPS № 13. Точками на траекториях показаны моменты времени t_{min} , соответствующие минимальным значениям отфильтрованных рядов ПЭС, знание этих моментов и соответствующих им координат позволяет оценить скорость V и азимут α перемещения возмущения ПЭС. Траектории томографических реконструкций показаны линиями с коротким пунктиром; на траекториях указано время реконструкции по UT. На врезке рис. 1 изображён отфильтрованный в диапазоне 30-60 мин. ряд ПЭС dI, зарегистрированный на одной из станций GPS. Черной точкой показан момент времени t_{min} . Возмущение представляет собой колебание в форме уединенной волны, длительностью порядка 30 мин и амплитудой до 0.3 ТЕСU. Подобные ряды были полученных для всех доступных на тот момент станций GPS. В свою очередь, такие данные были получены для всех рассматриваемых дней, и на их основе рассчитывались скорости и направления перемещения ионосферных возмущений. Результаты расчета приведены в таблице 1.

На рис. 2 показана томографическая реконструкция состояния ионосферы 06.09.2011 г. по данным двух спутников (COSMOS-2454 – 01:18, UT и COSMOS-2414 – 02:20, UT). Анализируя рис. 2 можно сделать вывод, что за время между пролетами двух спутников (~1 ч.) произошли заметные структурные и количественные изменения в распределении электронов над Камчаткой. По состоянию на 01:18, UT максимум концентрации электронов, равный приблизительно 4.5 * 10¹¹ эл./м⁻³, располагался достаточно равномерно на высоте ~250 км, через час (в 02:20, UT) область максимума сместилась к югу, а концентрация увеличилась до ~ 5.5×10^{11} эл./м⁻³. Северная граница этой области располагается на широте 54?, с увеличением широты концентрация на этой высоте спадает.



Рис. 1. Геометрия эксперимента

Таким образом, с помощью методов томографии мы можем оценить структурные и количественные изменения в электронной концентрации над рассматриваемым регионом, отметить наличие дрейфа максимума концентрации, в то время как технология GPS позволяет нам получить параметры скорости и направления перемещения этого дрейфа или возмущения.

Далее, с помощью методов вейвлет-анализа была предпринята попытка выделить высоты повышенной электронной концентрации, соответствующие корпускулярным слоям. На основе непосредственного анализа ионограмм определялся эффект высыпания заряженных частиц и фиксировался временной интервал, когда наблюдалось явление. Затем, исходные данные томографического зондирования (меридиональный разрез распределения электронов) обрабатывался базисным вейвлетом Добеши 3-го порядка.

На рис. 3 приведены графики распределения концентрации электронов, градиентов



Рис. 2. Томографическая реконструкция на 06.09.2011 г.

концентрации и "градиентов" суммы коэффициентов вейвлет-разложения для широты близкой к широте с. Паратунка для пролета спутника в 12:32, UT за 19.02 2012 г. На рис. З видно, что если концентрация и градиент сохраняют нулевые значения до ~175 км, то "градиент" суммы отличен от нуля на высотах от 0 до 150 км и далее, но в целом, повторяет характер изменения градиента концентрации. Данный вопрос требует дальнейшего исследования.



Рис. 3. Распределение концентрации электронов, градиентов концентрации и "градиентов" суммы коэффициентов вейвлет-разложения.

Заключение

Анализ томограмм позволяет сделать вывод, что ионосферная плазма подвержена быстрым изменениям в пространственном распределении с образованием плазменных сгустков повышенной плотности и их распада. Совмещение томографических методов с методом GPS-радиоинтерферометрии показывает, что изменения в пространственном распределении плазмы можно объяснить ее перемещением. Таким образом, с помощью методов томографии можно оценить структурные и количественные изменения в электронной концентрации над рассматриваемым регионом, отметить наличие дрейфа максимума концентрации, в то время как технология GPS позволяет нам получить параметры скорости и направления перемещения этого дрейфа или возмущения. Полученные результаты говорят о перспективности дальнейших исследований.

Авторы выражают благодарность сотрудникам КФ ГС РАН за предоставленные данные камчатской региональной сети станций GPS. Работа выполнена в рамках программы президиума РАН № 12-1-П22-01, и при поддержке гранта РФФИ №11-05-00915.

Литература

- 1. *Афраймович Э.Л., Перевалова Н.П.* GPS-мониторинг верхней атмосферы Земли. Иркутск: ГУ НЦ РВХ ВСНЦ СО РАМН. 2006. 480 с.
- 2. Романов А.А., Романов А.А, Трусов С.В., Урличич Ю.М. Современные подходы к созданию автоматизированной системы регистрации ионосферных предвестников землетрясений по спутниковым данным // Космонавтика и ракетостроение. –2006. № 1. С. 167-172.
- 3. Андреева Е.С., Куницын В.Е., Терещенко Е.Д. Фазоразностная радиотомография ионосферы // Геомагнетизм и аэрономия. 1992. Т. 32. № 1. С. 104-110.
- 4. Kunitsyn V., Tereshchenko E. Ionospheric Tomography. Springer-Verlag. 2003. 272 p.

Complex study of wave processes in the ionosphere over Kamchatka

Bogdanov V.V.¹, Zhivetiev I.V.¹, Kaisin A.V.¹, Polukhova A.L.¹, Romanov A.A.²

¹ Institute of Cosmophysical Researches and Radio Wave Propagation FEB RAS, Russia ² Russian Cosmic Systems, Russia

The work presents preliminary results of simultaneous observations of ionosphere state by radio tomography, GPS radio interferometry and vertical radio sounding methods. The observations were carried out in moderate and disturbed geomagnetic conditions in winter (February), in spring (May), and in summer (June). Geomagnetic disturbance index was determined by magnetic measurements of Paratunka station (Kamchatka peninsula). On the basis of the data obtained by a network of tomographic stations, installed in meridional direction of Kamchatka peninsula, as well as of the data of Kamchatka regional GPS station network for the considered periods, moving ionospheric disturbances with amplitude up to 1.5 TECU, and periods of the order of 60 min were determined; they moved mainly in equatorial direction with up to 1000 m/s velocities. Application of vertical radio sounding methods allowed determination of charged particle corpuscular precipitation moments and approximately for this time electron distribution meridian section, corresponding to corpuscular layers, was determined by tomography methods. The obtained results allow us to consider future investigations to be perspective. This work is supported by RFBR, project 11-05-00915 and by RAS, project 12-1-P22-01.

Влияние зимних циклонов Камчатского края на распределение электронов ионосферы

Богданов В.В.¹, Кайсин А.В.¹, Полюхова А.Л.¹, Приходько А.В.², Романов А.А.³

¹ Институт космофизических исследований и распространения радиоволн ДВО РАН, Россия

²ФГБУ Камчатское управление по гидрометеорологии и мониторингу окружающей среды, Россия

³ ОАО Российские космические системы, Россия als41@mail.ru

Ионосфера Земли являются очень изменчивой частью земной атмосферы. В данное время утвердилось мнение, что атмосфера Земли является единой динамической системой, и вариации ионосферных параметров не могут быть поняты, если считать ионосферу изолированной от нижележащих слоев атмосферы. Следовательно, такие атмосферные явления, как циклоны, могут влиять на состояние ионосферы. В настоящий момент уже существует ряд статей, посвященных изучению возможного влияния тропических циклонов на разные слои ионосферы(Михайлов и др.,2005; Ванина-Дарт и др, 2011). Целью работы является поиск влияния зимних циклонов на поведение пораметров ионосферы, на основе данных, полученных методом томографического зондирования, средствами недавно созданной цепи томографических станций, расположенных на п-ве Камчатка. Важной особенностью исследования является расположение станций непосредственно в районе действия циклонов.

Радиотомографическое зондирование ионосферы проводится над территорией п-ова Камчатка с помощью лучевой радиотомографии. Задачи лучевой радиотомографии осуществляются на практике с помощью движущегося ИСЗ и нескольких приемников, которые располагаются в плоскости пролета спутника. В качестве источников когерентного сигнала используются низкоорбитальные навигационные спутники типа Космос, что позволяет восстановить вертикальное распределение электронной концентрации вдоль трассы пролета спутника с хорошим разрешением (25км). Наземные приемники сигналов расположены в субмеридиональном направлении, это обусловлено углом наклонения орбиты спутников (83°) в селах Паратунка, Мильково, Эссо (рис.1). Приемные станции работают в автоматическом режиме.



Рис. 1. Схема расположения станций приема и распространения зондирующего сигнала.

Томографическая реконструкция представляет собой обратную задачу. По данным о полном электронном содержании вдоль пути распространения сигнала "приемник-спутник" необходимо восстановить функцию пространственных переменных в узлах заданной сетки. При этом интегральной характеристикой при зондировании ионосферы является полная фаза радиосигнала, пропорциональная полному электронному содержанию вдоль распространения сигнала. Из-за сложностей с определение начальной фазы был выбран метод фазоразностной томографии, который основан на использовании производной фазы и являющийся более чувствительным к относительно малым неоднородностям концентрации электронов, вносящих незначительный вклад в фазу, и значительный в ее производнию. Далее по набору изменений интегральной характеристики формируется и решается система алгебраических уравнений.

В данной работе рассматривались циклоны 31.12.2012 г. и 16.01.2013-18.01.2013 гг. (табл.1). Циклон 16.01.2013 г. в исследование не попадает из-за повышенного К-индекса (суммарный индекс Kp=22), что маскирует эффекты, обусловленные циклонами. В другие дни геомагнитная обстановка была спокойной и умеренно спокойной (Kp=0; 16; 9 соответственно). Значимых сейсмических событий за этот период не наблюдалось.

Дата, время UT	Направление ветра	Скорость ветра на высоте 5 км, м/с
31.12.2012, 12:00	Ю, Ю-В	27
16.01.2013,12:00	В	15-20
17.01.2013,12:00	В	15
18.01.2013,12:00	В	30

Таблица 1. Данные о циклонах



Рис. 2. Синоптическая карта. Слева - 31.12.2012 12:00UT, справа 18.01.2013 12:00UT.

Для сравнения были выбраны сутки (06.01.2013г. и 12.01.2013г.) с аналогичными условиями (Kp=5 и Kp=2), но в отсутствии циклонической деятельности. Особенность этих циклонов заключалась в том, что они действовали в темное время суток по LT. Полученные ряды электронной концентрации ионосферы были обработаны с помощью непрерывного вейвлет-преобразования по высоте, была получена сумма вейвлет-коэффициентов для каждой широты.

На рис. 3 представлены результаты исследования для широты $51,16^{\circ}$, так как влиянию циклонов больше подвержена южная часть полуострова (рис.2), и для 56.11° широты. Максимальное значение концентрации электронов для данной широты в спокойные дни приходится на промежуток высот 300-375км. Из рис.3 видно, что максимум концентрации 06.01.2013г. приходиться на высоту 350 км и равен $1,16\cdot10^{11}$ el/m³, 12.01.2013г. максимум ($1,02\cdot10^{11}$ el/m³) на 350 км, 31.12.2012г. максимум ($0,64\cdot10^{11}$ el/m³) приходится на 325 км,

17.01.2013г. максимум $(0,72 \cdot 10^{11} \text{el/m}^3)$ на 350 км, 18.01.2013г. максимум $(0,38 \cdot 10^{11} \text{el/m}^3)$ на высоте 600 км. Мы получили снижение значения концентрации электронов во время циклонов. Также зарегистрировано смещение максимумов концентрации электронов по высоте (здесь на рис.3 18.01.2013г.). Такая тенденция прослеживается до 53 ° широты, для более северных широт, т.е. где действие циклонов было минимальное, таких закономерностей не прослеживается. Следует отметить, что 17.01.2013г.(красный график на рис.3) максимум электронной концентрации выше, чем в другие дни с циклонами, но в этот день скорость ветра на высоте 5 км была всего 15 км/ч.



Рис. 3. Концентрация электронов ионосферы для 51.16 ° и 56.11 ° широты.



Рис. 4. Графики непрерывного вейвлет-преобразования электронной концентрации ионосферы во высоте (базисный вейвлет - Добеши 3-го порядка, уровень разложения - n=32)

Для широты 51.16 ° на рис.4 предоставлены результаты непрерывного вейвлет-преобразования сигнала концентрации электронов по высоте с помощь базисной функции Добеши 3-го порядка.

Таким образом, мы наблюдаем значительное снижение электронной концентрации в период действия циклона по сравнению с днями без их влияния, что совпадает с результатами работы [Ванина-Дарт и др, 2011]. Также зарегистрировано смещение максимумов концентрации электронов по высоте. Вейвлет-разложение сигнала (рис.4) позволяет выявить ячеечную структуру распределения электронов. Полученные результаты говорят о перспективности дальнейших исследований возможного влияния циклонов на параметры ионосферы Камчатского края с помощью радиотомографических методов.

Работа выполнена в рамках программы президиума РАН № 12-1-П22-01, при поддержке гранта РФФИ № 11-05-00915.

Литература

- 1. Андреева Е.С., Куницын В.Е., Терещенко Е.Д. Фазоразностная томография ионосферы//Геомагнетизм и аэрономия,1992. Т 32. № 1. С. 104-110.
- 2. Ванина-Дарт Л.Б., Романов А.А., Шарков Е.А. Влияние тропического циклона на верхнюю ионосферу по данным томографического зондирования над о-вом Сахалин в ноябре 2007 г.//Геомагнетизм и аэрономия,2011. Т 51. № 6. С. 790-798.
- 3. Романов А.А., Романов А.А, Трусов С.В., Урличич Ю.М. Современные подходы к созданию автоматизированной системы регистрации ионосферных предвестников землетрясений по спутниковым данным // Космонавтика и ракетостроение, 2006. № 1. С. 167-172.

Influence of winter cyclones of Kamchatka region on ionosphere electron distribution

Bogdanov V.V.¹, Kaisin A.V.¹, Polyukhova A.L.¹, Romanov A.A.²

¹ Institute of Cosmophysical Researches and Radio Wave Propagation FEB RAS, Russia ² JSC "Russian Space Systems", Russia

The paper presents the results of research of possible cyclone effect on ionosphere parameters. Monitoring of the ionosphere was carried out by automatic sounding devices applying low-orbit spacecraft navigation. Receiving stations are located in the meridional direction of Kamchatka peninsula, in Paratunka, Milkovo and Esso villages. Using wavelet decomposition, height dynamics of ionosphere electron density variation was investigated. It was shown that during the cyclones on 31.12.2012 and 18.01.2013, considerable decrease of nighttime electron concentration took place over Kamchatka. The work is supported by the Russian Fund for Basic Research, Project N11-05-00915 and by RAS Project N12-1-P22-01.

О возможном самосогласованном механизме формирования и распаде кольцевого тока Земли

Богданов В.В., Кайсин А.В.

Институт космофизических исследований и распространения радиоволн ДВО РАН,

Россия vbogd@ikir.ru

В безвихревом магнитном поле, уравнение движения ведущего центра в плоскости экватора переменного аксиального магнитного поля (широта $\lambda = 0, v_{II} = 0$)имеет вид

$$\frac{d\vec{r}}{dt} = c\frac{E}{B}\vec{e}_2 + \frac{k}{r}\frac{v_\perp^2}{2\omega_\pi}\vec{e}_3,\tag{1}$$

где $\vec{e_1} = \vec{B} / B$, $\vec{e_2}$, $\vec{e_3}$ – единичные векторы, направленные вдоль поля \vec{B} , главной нормали и бинормали к силовой линии, соответствующие криволинейным координатам $X_{1,}X_{2,}X_{3}$ (координата X_1 совпадает с силовой линией) [1]; $v \equiv v_{\perp}$ – полная скорость частицы, В и Е – магнитное и электрической поле, ω_{π} – ларморовская частота. В (1) учтено, что если $rot\vec{B} = 0$, то $(1/r_{\rm Kp}) = k/r$, k – некоторый коэффициент пропорциональности между радиус-вектором г и кривизной силовой линии $r_{\rm Kp}$. В аксиальном поле и в цилиндрической системе координат из (1) для соответствующих скоростей по координатам ϕ и г имеем ($\mu = mv_1^2/2H$ – первый адиабатический инвариант)

$$U_{\phi} = c\mu/er_{\rm KP}, U_r = dr/dt = cE/B.$$
⁽²⁾

Из первого соотношения (2) получаем

$$rU_{\phi} = (c/e)k\mu = const \tag{3}$$

с точностью дрейфового приближения (μ =const).

Лагранжиан заряженной частицы, двигающейся в плоскости экватора аксиального магнитного поля, с той степенью точности, с которой можно отделить дрейфовое движение от ларморовского вращения, в цилиндрической системе координат имеет вид

$$L = mU_{\phi}^{2}/2 + mU_{r}^{2}/2 + (e/c)rA_{\phi}.$$
(4)

На основе (4) и уравнения Лагранжа для обобщенного импульса частицы P_{ϕ} в дрейфовом приближении получим (U_r \neq 0)

$$P_{\phi} = mrU_{\phi} + (e/c)rA_{\phi}.$$
(5)

Учитывая, что справедливо (3), получаем

$$rA_{\phi} = const \tag{6}$$

с точностью μ =const. Поскольку в плоскости экватора аксиального поля $A_{\phi} \sim rB$, то из последнего выражения следует

$$r^2 B = const \tag{7}$$

Следовательно, помимо выражения (6), пропорционального потоку $\Phi \sim RA_{\phi}$, сохраняется и выражение (7). Из явного вида первого адиабатического и инварианта ($\mu = mv_{\perp}^2/2B$)
= const выразим значение магнитного поля B и подставим в (7). Получим ($v \equiv v_{\perp}$) $er^2mv^2/2c\mu = const$ или

$$rv = const$$
 (8)

Т.к. $\mu \sim (v^2/B) \sim T/B$, где T – температура частиц, то (8) можно представить в виде

$$r^2T = const\tag{9}$$

Выражения (1)–(9) записаны *для текущих значений радиуса* г, полей В, Е и энергии $v^2 \equiv v_{\perp}^2$ при условии, что возмущенное магнитное поле остаётся аксиальным.

Определим смещение частицы по г в результате изменения магнитного поля за счет симметричной компоненты кольцевого тока, пропорциональной Dst-вариации (см. форм. (2)), воспользовавшись результатами работы [1]. Будем полагать, что влияние KT на дипольное поле Земли зависит только от времени, а асимметрия поля и его радиальная зависимости отсутствуют. Пусть \mathbf{E} – вихревое электрическое поле, которое, согласно уравнению Максвелла, появляется из-за изменения магнитного поля: $\operatorname{crot} \mathbf{E} = -\partial \mathbf{B}/\partial t =$ $-d\mathbf{B}_{dst}/dt$. В экваториальной плоскости поле \mathbf{E} и поле \mathbf{B} имеют по одной компоненте в цилиндрической системе координат (r, φ , z), в которой ось z направлена вдоль оси диполя $\mathbf{E} = (0, \mathbf{E}_{\phi}(\mathbf{r}, \mathbf{t}), 0)$ и $\mathbf{B} = (0, 0, \mathbf{B}_z(\mathbf{r}, \mathbf{t}))$, где $\mathbf{B}_z(\mathbf{r}, \mathbf{t}) = \mathbf{B}_e(\mathbf{r}, \mathbf{t}) \cdot (\mathbf{r}_e/\mathbf{r})^3$, \mathbf{B}_e – стационарное поле на поверхности Земли. Выразив из уравнения Максвелла поле E_{ϕ} и подставив его значение во второе уравнение для радиального дрейфа U_r , получим связь между значением \mathbf{B}_{dst} вариацией и радиус-вектором частицы, на который она сместится относительно своего начального положения \mathbf{r}_i в момент начала бури (t=0) [2],

$$B_{dst} = 2B_e (r_e/r)^3 (1 - -r/r_{in})$$
⁽¹⁰⁾

где \mathbf{r}_{in} - первоначальный радиус дрейфовой оболочки протона при $\mathbf{B}_{in} = \mathbf{B}_e \cdot (\mathbf{r}_e / \mathbf{r}_{in})^3$, или, разрешив (10) относительно \mathbf{r}_{in} , получим

$$r_{in} = r/[1 - (B_{dst}/2B_e)(r/r_e)^3]$$
(11)

Перепишем решение (10) как

$$-2\pi B_e r_e^3 / r + \pi r^2 B_{dst} = -2\pi B_e r_e^3 / r_{in}$$
(12)

и, поскольку поток дипольной составляющей магнитного поля через дрейфовую оболочку имеет вид

$$\Phi_d(r) = \int_0^r \frac{B_e r_e^3}{r^3} 2\pi r dr = -\int_r^\infty \frac{B_e r_e^3}{r^3} 2\pi r dr = -\frac{2\pi B_e r_e^3}{r},$$
(13)

то с учетом этого выражения и (12) получаем

$$\Phi_d + \pi r^2 B_{dst} = \Phi_d(r_{in}) = const.$$
⁽¹⁴⁾

Следовательно, (10) можно представить в виде, который совпадает с условием сохранения полного потока магнитного поля, охватываемого дрейфовой оболочкой (третий адиабатический инвариант). Так как $B(r)=(B_e r_e^3)/r^3$, представим (12) в виде $r^2[B(r)-B_{dst}/2]=r_{in}^2B(r_{in})==$ сопят или

$$r^2 B_r = r_{in}^2 B_{in} = const \tag{14'}$$

что аналогично общему выражению (7).

Из (10) и (14') следует, что при $B_{dst} < 0$ частицы дрейфуют от Земли r >r_{in} с уменьшением согласно (9) температуры, и, наоборот, при $B_{dst} > 0$ частицы дрейфуют к Земле r<r_{in} с увеличением температуры. Это справедливо для внутренней области по отношению к КТ (L<3) и для внешней области (L>4), как на главной, так и восстановительной фазе бури.

В работе [2] показано, что модель смещения дрейфовой оболочки от Земли на главной фазе бури, определяемое уменьшением поля В во внутренней плазмосфере, удовлетворительно описывает понижение температуры протонов в экваториальной плоскости и удаление от Земли, зарегистрированное спутниками МАГИОН-5 и ИНТЕРБОЛ-2. На восстановительной фазе всё происходит наоборот: протоны нагреваются и приближаются к Земле. При этом модель деформированной силовой линии при возмущении не рассматривалась. На основе результатов работ [2,3], в которых построена динамическая система координат, описывающая перенос плазмы в нестационарном магнитном поле с учётом деформации силовой линии, и данных спутника "Ого-3" [5] рассмотрим динамику магнитной бури, которая произошла в начале июля 1966г. Смысл модели в том, что по измеренным значениям реального поля в точке с радиус-векторомr можно определить параметры поля \mathbf{B}^{in} и r_{in} откуда стартовала частица, или, наоборот, куда она придёт в конце возмущения, если известно деформированное поле. Зададим уравнение возмущенной силовой линии в виде $r=R_0\cos^k\lambda$ (см. работы [3,4]), разделив её деформацию на две части – на главную и восстановительную. k для уравнения силовой линии на главной фазе определим соотношением $k_{\Gamma\Pi}=2+1.5(\sigma_{\Gamma\Pi})^2$, где $\sigma_{\Gamma\Pi}=t/\tau_{\Gamma\Pi}$ — -безразмерный величина, пропорциональная времени от начала развития магнитной бури до начала восстановления. Для восстановительной стадии $k_{\rm B}=2+1.5(1-\sigma_{\rm B}^2)$, где $\sigma_{\rm B}=t/\tau_{\rm B}$ -пропорциональна времени, уже отсчитываемому от начала восстановительной фазы магнитной бури, а $\tau_{\rm B}$ – характерное время восстановления магнитного поля после максимальной деформации в момент $\sigma_{\rm B}=0$, связанной с развитием главной фазы бури. В конечный момент главной фазы коэффициент $k_{\Gamma \pi}(\sigma_{\Gamma \pi}=1)$ равняется начальному значению $k_B(\sigma_B=0)$. На рис.1 представлены невозмущенные силовые линии дипольного поля Земли и КТ (a) и их суперпозиция (б).



Рис. 1. а) Силовые линии дипольного магнитного поля Земли (черный цвет) и кольцевого тока (желтый цвет). Указано направление кольцевого тока. б) Суперпозиция силовых линий магнитного диполя и кольцевого тока Земли. Во внешней области от кольцевого тока k ≤ 2 , во внутренней области при k ≥ 2 , $R = R_0 \cos^k \lambda$

На рис.2 для индекса D_{st} показано развитие этой бури по дням [4], откуда следует, что главная фаза бури $\tau_{\Gamma\Pi}=1,5$ дня, а восстановительная $\tau_{\rm B}=4$ дня. Для этой бури нам основе конкретных значений $D_{st}(t)$ и прослежена динамика возмущенных силовых



линий внутренней и внешней областей магнитосферы по отношению КТ. На рис.3 Иллюстрация к предложенному механизму формирования кольцевого тока на главной и восстановительных фазах магнитной бури на основе модельного представлении сжатия и расширения силовых линий в области захвата магнитосферы Земли. На рисунке представлены соот-ветствующие изменения в распределении направленных потоков протонов j с энергиями в интервале 31эВ≤Е_р ≤49кэВ по данным спутника "ОГО-3" [5]: а) перед началом бури, 8 июля (обозначено синим цветом); б) в конце главной фазы 9 июля (красный цвет); в) в конце магнитной бури, 13 июля. КТ выде-лен зеленый цветом.



Рис. 3. Иллюстрация динамики внутренней и внешней магнитосферы по отношению к KT на примере изменения силовых линий

Выводы

Показано, что на главной фазе магнитной бури во внешней области по отношению к KT (L>4) заряженные частицы за счёт электрического дрейфа двигаются к Земле (к KT) и при этом нагреваться, а на восстановительной фазе удаляются от Земли (от KT) и остывают. В тоже время во внутренней по отношению к KT области (L<3) на главной фазе магнитной бури картина обратная: частицы дви-гаются от Земли к формирующемуся KT и остывают, а на восстановительной фазе – от KT, т.е. к Земле, и нагреваются. Следовательно, на главной стадии бури складываются естественные условия, при которых за счет встречного движения заряженных частиц KT начинает усиливаться. При этом он как бы сам себя формирует, "собирая" вокруг и "подтягивая" к себе плазму. На стадии восстановления, когда происходит ослабление давления солнечного ветра на магнитосферу, дипольное поле начинает восстанавливаться и, как следствие, происходит ослабление KT.

В этом случае предложенный механизм формирования и ослабления KT автоматически предполагает внутри самого KT существование области с 3 < L < 4, где поле B на главной и восстановительной фазах остаётся постоянным, т.к. здесь и $\partial B/\partial t$, и электрическое поле изменяют знак и поэтому равны нулю. Подтверждением этого является экспериментально зарегистрированный факт постоянства параметров KT в его внутренней области (спутник ССЕ программы AMPTE) [7].

Литература

- 1. Морозов А.И., Соловьев Л.С. Движение заряженных частиц в электромагнитных полях // Вопросы теории плазмы. 1963а. Вып.2. С. 177-261.
- 2. Веригин М.И., Котова Г.А., Безруких В.В., Богданов В.В., Кайсин А.В. Дрейф ионов во внутренней плазмосфере Земли во время манитосферных возмущений и динамика температуры протонов //Геомагнетизм и аэрономия. 2011. Т.51, С.41-50
- 3. Богданов В.В., Плетнев В.Д. К вопросу о динамической системе координат в геомагнитной ловушке // Космические исследования. 1974. Т.12. Вып.3. С.380-386.
- 4. Богданов В.В. Исследование в геосферных оболочках процессов, инициированных солнечным и литосферным воздействием. Докторская диссертация. с. Паратунка, Камчатский край.2008. С.264.
- Frank L.A. On the extraterrestrial ring current during geomagnetic storms // J.Geeophys. Res. 1967.
- 6. *Редерер Х.* Динамика радиации, захваченной геомагнитным полем.– М.: Мир. 1972. 192 с.
- Тёмный В.В. Плазма кольцевых токов магнитосферы Земли. Модель в сопоставлении с результата-ми эксперимента АМТЕ/ССЕ// Космич.ислед. Т.25. вып.3. – 1987. – С.428-438.

Possible self-consistent mechanism of formation and disintegration of a ring current

Bogdanov V.V., Kaisin A.V.

Institute of Cosmophysical Researches and Radio Wave Propagation FEB RAS, Russia

One of possible self-consistent mechanism of formation and disintegration of a ring current (RC) is offered in this work. It is known, that on the main phase of magnetosphere disturbance at low and average latitudes there is a reduction of a horizontal component of a geomagnetic field, and on the restored phase the field grows and comes back practically to an initial level. This phenomenon is explained by formation and disintegration RC, concentrated basically in the field of geomagnetic equator on distances equal to several radiuses from a surface of the Earth. At the same time in magnetosphere areas outside of RC (the maximum is located in an interval $L\sim3-4$) it should be expected the return picture: the magnetic field grows on the main phase of magnetic storm, and on the reductional phase it decreases up to the unperturbed meaning.

The analysis has shown, that at such changes of a field in external and internal areas (in relation to RC) the direction of particles movement and the change of its energy has various

character. In internal area of RC on the main phase of magnetic storm the particles move from the Earth and also cool down, and on the reductional phase – to the Earth, and heat up. In external area of a ring current a picture is opposite: on the main phase the charged particles will move to the Earth (to current ring) and thus to be heated up, and on the reductional phase – leave from the Earth (from a ring) and to cool down. Hence, on the main phase of magnetic storm from side to side of an arrangement of maximum RC there are natural conditions, at which the ring current can amplify at the expense of opposite movement of the charged particles to it. At the same time on the reductional phase the charged particles move from a ring current, causing thus its additional reduction. The beginning of disintegration of RC is weakening Solar wind (SW) and return of the magnetosphere to the conditions of stationary SW.

Влияние микроструктуры облака на состояние поляризации лидарного сигнала

Брюханова В.В.

Национальный исследовательский Томский государственный университет, Россия leo@elefot.tsu.ru

Актуальность регулярных наблюдений за аэрозольными полями объясняется большой ролью аэрозоля в облако– и осадкообразовании, радиационном теплообмене, переносе излучения и т.д. Высокая чувствительность лидаров (от англ. light identification, detection and ranging) [1] при обнаружении малых аэрозольных примесей в атмосфере, дистанционность и большая оперативность получения данных делают реальной перспективу их использования для исследования динамики развития и распространения облачных образований и трансформации микрофизических характеристик аэрозоля во времени. Суть методов лазерного зондирования атмосферы заключается в посылке излучателем короткого импульса электромагнитных волн в узком спектральном интервале с центром на длине волны λ , регистрации приемной системой излучения, рассеянного средой, по мере удаления импульса в глубину исследуемой среды и последующем анализе, основанном на сравнении характеристик посылаемого и принимаемого излучения. Сегодняшние лидары создаются на основе различных явлений, сопровождающих распространение электромагнитного излучения в исследуемых средах; данная работа посвящена упругому рассеянию на аэрозольных частицах.

Несмотря на полувековую историю лидаров, до сих пор не решены многие технические и методические вопросы лазерного зондирования. К числу направлений, все еще нуждающихся в существенной проработке, относится и лазерное зондирование оптически плотных аэрозольных образований, таких как облака, туманы, плотные дымки и т.п. Это объясняется тем, что лидарный сигнал от таких образований обусловлен не только однократным, но и многократным рассеянием, т.е. фотоны, прежде чем попасть в приемную систему лидара испытывают не один акт рассеяния (как в слабых дымках или тонких облаках), а несколько (рисунок 1). Как следует из [2], во многих практически значимых случаях можно ограничиться моделью лидарного сигнала в приближении двукратного рассеяния.



Рис. 1. К объяснению многократного рассеяния

Информация об объекте заключается не только в энергетических, но и в поляризационных характеристиках лидарного сигнала. Первые работы по лазерному поляризационному зондированию появились в начале 70–х годов прошлого века. Однако, в большинстве работ до сих пор измеряются только два первых компонента вектора Стокса при одном состоянии поляризации лазерного излучения. Этой информации достаточно для определения характеристик ансамблей изометричных хаотически ориентированных частиц, но в атмосфере часто встречаются облака, содержащие кристаллы льда (например, облака верхнего яруса) и являющиеся оптически анизотропными. Ослабление и изменение состояния поляризации излучения, рассеянного такими облаками, зависят от состояния поляризации падающего на среду излучения и направления распространения излучения относительно ориентации кристаллов.

Таблица 1. Концентрация частиц, параметры аппроксимации функции распределения частиц по размерам и коэффициент рассеяния облака

Вид облака	r_{mod} , мкм	μ	$N,$ см $^{-3}$	$\sigma(\lambda{=}0.532$ мкм), км $^{-1}$
Мелкокапельное	1	2	971	20.23
Сроднокодод ноо	6	2	28	19.32
Среднекапельное	6	10	65	20.31
Крупнокапельное	10	2	10	18.97
	10	10	23	19.68

Вектор Стокса лидарного сигнала в приближении двукратного рассеяния в силу определяется суммой векторов Стокса лидарного сигнала однократного $\vec{S}^{(1)}$ и двукратного рассеяния $\vec{S}^{(2)}$

$$\vec{S}\left(r\right) = \vec{S}^{\left(1\right)}\left(r\right) + \vec{S}^{\left(2\right)}\left(r\right),$$

в силу свойства их аддитивности. Здесь

$$\vec{S}^{(1)}(r) = \frac{P_0 A c \tau_n}{2r^2} \hat{M}_{\pi}(r) \, \vec{S}_0 e^{-2\tau(r)} = P^{(1)}(r) \, \vec{S}_0, \quad \vec{S}^{(2)}(r) = P^{(1)}(r) \, \frac{r^2 \left(\vec{G}_1 + \vec{G}_2\right)}{2\chi_{\pi} \sigma\left(r\right)},$$

где \vec{S}_0 – безразмерный нормированный вектор Стокса посылаемого излучения; $M_{\pi}(r)$ – матрица обратного рассеяния света (МОРС), \vec{G}_1 и \vec{G}_2 – интегральные векторные параметры

$$\begin{split} \vec{G}_1 &= \int_{0}^{\frac{\theta_0}{2}} \int_{H}^{r} \frac{\sigma(z)\sigma(z_1)\sin\gamma}{R(r,z,\gamma)} \left(\int_{0}^{2\pi} \hat{K}\left(\varphi\right) \hat{f}\left(z_1,\pi-\gamma\right) \hat{f}\left(z,\gamma\right) \hat{K}\left(\varphi\right) \vec{S}_0 d\varphi + \right. \\ &+ \int_{0}^{2\pi} \hat{K}\left(\varphi\right) \hat{f}\left(z_1,\pi-\gamma\right) \hat{f}\left(z,\gamma\right) \hat{K}\left(\varphi\right) \vec{S}_0 d\varphi \right) dz d\gamma, \\ \vec{G}_1 &= \int_{\frac{\theta_0}{2}}^{\pi} \int_{z'(\gamma)}^{r} \frac{\sigma(z)\sigma(z_1)\sin\gamma}{R(r,z,\gamma)} \left(\int_{0}^{2\pi} \hat{K}\left(\varphi\right) \hat{f}\left(z_1,\pi-\gamma\right) \hat{f}\left(z,\gamma\right) \hat{K}\left(\varphi\right) \vec{S}_0 d\varphi + \right. \\ &+ \int_{0}^{2\pi} \hat{K}\left(\varphi\right) \hat{f}\left(z_1,\pi-\gamma\right) \hat{f}\left(z,\gamma\right) \hat{K}\left(\varphi\right) \vec{S}_0 d\varphi \right) dz d\gamma, \end{split}$$

 $\hat{K}\left(\varphi\right)$ — оператор поворота плоскости референции на угол φ относительно базиса

$$\hat{K}(\varphi) = \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & \cos 2\varphi & \sin 2\varphi & 0 \\ 0 & -\sin 2\varphi & \cos 2\varphi & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 1 \end{pmatrix},$$

 \hat{f} — нормированная к единице матрица рассеяния света (MPC) облака;

$$R(z,\gamma,r) = r^{2} - (2r - z) z \sin\frac{\gamma}{2}, \quad z_{1} = z + \frac{r(r - z)\cos\frac{\gamma}{2}}{r - z\sin^{2}\frac{\gamma}{2}}, \quad z'(\gamma) = r\left(1 - tg\frac{\theta_{0}}{4}ctg\frac{\gamma}{2}\right).$$

К облакам верхнего яруса относятся перистые облака, достаточно часто встречающиеся в атмосфере, особенно в умеренных и высоких широтах. Обычно эти облака являются частью крупномасштабной облачной системы теплого или холодного фронта, поэтому горизонтальная протяженность полей перистых облаков часто составляет сотни и даже тысячи километров. Толщина, или мощность, перистых облаков может достигать нескольких километров. Кристаллические облака отличаются большим разнообразием форм частиц; наиболее характерной формой кристаллов перистых облаков являются столбики, реже – пластинки. Характерными размерами пластинчатых кристаллов являются диаметр и толщина, а столбчатых или игольчатых – диаметр и длина. Обычно толщина пластин и диаметр столбиков составляют десятки микрометров, а диаметр пластин и длина столбиков – от десятков до тысяч микрометров.



Рис. 2. Зависимость степени поляризации лидарного сигнала в приближении двукратного рассеяния от глубины зондирования.

Для анализа влияния микроструктуры облака на степень поляризации лидарного сигнала в приближении двукратного рассеяния были использованы матрицы рассеяния света монодисперсных хаотически ориентированных столбиков и пластинок Д.Н. Ромашова [3] и полидисперсных капельных облаков [4], параметры микроструктуры которых приведены в таблице 1. Характеристики светорассеяния капельных облаков были рассчитаны с помощью программы [5]; длина волны для капельных облаков принималась равной 0.532 мкм (вторая гармоника лазера LS–2137U фирмы LOTIS TII).

На рисунке 2 приведены результаты расчета степени поляризации лидарного сигнала в приближении двукратного рассеяния от капельных и кристаллических облаков с нижней границей облака 1 км (рисунок 2, а, б) и 6 км (рисунок 2, в, г) при зондировании

линейно (рисунок 2, а, в) и циркулярно (рисунок 2, б, г) поляризованным излучением. Коэффициент рассеяния кристаллических облаков принимался равным 1 км⁻¹, угол поля зрения приемной системы лидара - 1 мрад.

Как следует из результатов расчета, степень поляризации лидарного сигнала, обусловленного одно- и двукратным рассеянием, определяется фазовым составом, формой и размерами аэрозольных частиц, а также состоянием поляризации зондирующего импульса.

Степень поляризации лидарного сигнала в приближении двукратного рассеяния от облака, состоящего из монодисперсных хаотически ориентированных гексагональных кристаллов, практически не меняется с глубиной зондирования и изменением дальности облака. При зондировании пластинок изменение зондирующего излучения с линейно на циркулярно поляризованное степень поляризации меняется в 2-3 раза и составляет в первом случае 61-63% и 23-31% во втором; а при зондировании гексагональных столбиков - 34-40% и 20-32%, соответственно. И чем крупнее кристаллы, тем сильнее выражено это различие.

При зондировании полидисперсных капельных облаков на величину степени поляризации лидарного сигнала в приближении двукратного рассеяния влияют еще и глубина зондирования и дальность облака: чем они больше, тем сильнее деполяризован лидарный сигнал.

Отмеченные особенности позволяют сделать вывод о возможности определения фазового состава облака (капли или кристаллы) и ориентации кристаллических частиц (столбики или пластинки) по характеру изменении степени поляризации лидарного сигнала, обусловленного одно- и двукратным рассеянием, при изменении состояния поляризации лазерного излучения и глубины проникновения зондирующего импульса в облако.

Работа выполнена при финансовой поддержке Минобрнауки РФ (ГК №14.518.11.7053 и №14.515.11.0032, соглашение № 14.В37.21.0612) и РФФИ (грант №11–05–01200а).

Литература

- 1. Межерис Р. Лазерное дистанционное зондирование. М.: Мир, 1987. с. 552
- 2. Зуев В.Е., Кауль Б.В., Самохвалов И.В. и др. Лазерное зондирование индустриальных аэрозолей. - Н.: Наука, 1986. с. 188
- Ромашов Д.Н. Матрица обратного рассеяния для монодисперсных ансамблей гексагональных ледяных кристаллов // Оптика атмосферы и океана. – 1999. - Т. 12. - № 5. - С. 392-400.
- 4. *Зуев В.Е.* Прозрачность атмосферы для видимых и инфракрасных лучей. М.: Сов. радио, 1966. с. 318
- 5. Program PolyMie to calculate optical properties (phase function or matrix, extinction and absorption coefficients) of water droplet clouds. http://osmf.sscc.ru/~smp/INTAS_01-0239/main.html (дата обращения 17.05.2012).

Cloud microstructure effect on the polarization state of lidar signal

Bryukhanova V.V.

National Research Tomsk State University, Russia

Propagation of optical radiation in the atmosphere depends on the phase structure, and, in the presence of crystalline particles, even on their orientation in space, which is largely determined by crystal sizes. Propagation of laser radiation in clouds is accompanied by multiple scattering of light, which leads to a significant change of intensity value and of the polarization state of the detected radiation. According to Mie theory, the polarization state of the reflected beam is not changed compared to the original radiation if the particles are spherical and homogeneous. Therefore, if a crosspolarized component appears in the lidar reflected signal when aerosol is being sensed by linearly polarized radiation, than it is caused either by nonspherical and anisotropic particles or by multiple scattering.

Multiple scattering in lidar signal is not an easy task and today it is, in general, unsolved. The results of studies of the lidar power structure by Monte Carlo method has shown, that the double scattering approximation is enough for laser sensing of cirrus. In this case the Stokes parameter of lidar signal is equal to the sum of Stokes parameters determined by single and double scattering.

The report presents the results of the calculation of the polarization ratio of lidar signal due to the double scattering of clouds with different microstructures. The effect of particle microstructure on the polarization characteristics of lidar signal is discusses.

The work was supported by the RFBR (N11-05-01200a) and the Ministry of Education and Science of Russian Federation (government contract N14.518.11.7053 and N14.515.11.0032).

Лидарные отражения верхней атмосферы Камчатки в условиях геомагнитных возмущений

Бычков В.В.¹, Пережогин А.С.¹, Шевцов Б.М.¹ , Полех $\mathrm{H.M.^2}$

 1 Институт космофизических исследований и распространения радиовол
н ДВО РАН, Россия 2 Институт солнечно-земной физики СО РАН, Россия vasily@ikir.rupolekh@iszf.ru

Приводятся экспериментальные данные, показывающие корреляцию сигналов обратного рассеяния света на длине волны 532 нм с параметрами, определяющими содержание плазмы в ночном слое F2 ионосферы. На основании проведенного анализа лидарных данных и геофизической обстановки обсуждается гипотеза о возможной роли ридберговских атомов в формировании лидарных отражений на ионосферных высотах.

Введение

В работе [1] по данным лидарных и ионосферных наблюдений за 28 марта 2008 г. показано, что в этот день разница среднего сигнала от области высот 200-300 км, за вычетом независимо измеренного фонового сигнала, коррелирует с содержанием плазмы в области максимума ночного слоя F2 ионосферы. В работе обосновывается возможный физический механизм, объясняющий эти корреляции – формирование лидарных отражений с ионосферных высот в результате рассеяния на высоковозбужденных ридберговских атомах в метастабильных состояниях, возникающих в результате возбуждения электронным ударом. Проведенный анализ данных лидарных наблюдений за 2008-2012 годы обнаружил еще ряд дней с аналогичными корреляциями, которые приводятся в настоящей работе.

Результаты наблюдений

На рисунке 1в приведен ход foF2, критической частоты слоя F2 за 6 сентября 2008 г., построенный по 15-минутным значениям автоматической ионосферной станции (АИС) Камчатки, на рис. 1 а, б – суммарные лидарные сигналы обратного рассеяния от слоев 150-200, 200-300 и 300-400 км, построенные по рядам лидарных данных с 15-минутным накоплением. Специально измеренный в промежутках между лазерными импульсами фоновый сигнал из лидарного сигнала вычтен. Коэффициенты корреляции между суммарным сигналом от слоя 200-300 км и сигналами от слоев 150-200 и 300-400 км равны 0.83 и 0.88 соответственно. Такое поведение лидарных данных не характерно для сигналов с этих высот. Общепринято представление о том, что для высот больше 100 км лидарный сигнал содержит только шумовую компоненту и импульсы последействия ФЭУ. Синхронный рост суммарного сигнала от областей 150-200 и 200-300 км и 300-400 км после 14:30 UT не находит объяснения в рамках этих представлений. Нетипичное возрастание критической частоты слоя F2 после 15 UT коррелирует с ростом лидарных сигналов от слоев ионосферы во всей области 150-400 км. При этом действующая высота слоя F2 уменьшается примерно на 10 км. Очень похожие данные получены в лидарных и ионосферных наблюдениях в предыдущий день, 05.09.2008. Рисунки приведены в работе [1].

Визуально ход кривой foF2 соответствует ходу лидарных сигналов, наиболее заметна корреляция с момента 14:30 UT. Значимых значений коэффициентов корреляций на полных рядах данных foF2 и лидарных сигналов не обнаружено.



Рис. 1. Ход лидарных сигналов (а, б) и 06.09.2008 (б), и критической частоты слоя F2 (в)

Геофизическая обстановка

Корреляции 5 и 6 сентября 2008 г. имели место на следующий день после геомагнитного возмущения произошедшего 4 сентября. Среднесуточное значение Кр-индекса 04.09.2008 равнялось 3.8, в 3:00 UT в этот день имел место максимум возмущения с планетарными индексами Кр=6, Ар=80 нт, Dst= -50 нт, местные К-индексы равнялись 4 4 4 3 4 4 2 -1. В дни лидарных наблюдений 5 и 6 сентября местные К-индексы равнялись 2 2 1 1 3 0 1 2 и 2 1 1 1 3 2 1 2, соответственно. Индекс Кр [http://spidr.ngdc.noaa.gov/spidr/index.jsp] 5 и 6 сентября имел значения ~2, Ар ~10, Dst ~ -20.



Рис. 2. Значения AE-индекса и среднеширотных индексов ASY-H и SYM-H 5 и 6 сентября 2008 года.

Согласно данным центра Киото, Япония [http://wdc.kugi.kyoto-u.ac.jp/index.html] в соответствии со значениями AE-индекса 5 сентября в 12 UT и 6 сентября вблизи нуля и 12 UT имели место геомагнитные возмущения, суббури (рис. 2). SKY-камерой ночного неба 5 сентября 2008 г. с 12:10 до 13:20 UT зарегистрировано перемещающееся ионосферное возмущение на изображениях, снятых на длине волны 557 нм. Суббуря в ноль часов UT 6 сентября происходила в дневное местное время. Вблизи 12 UT, 6 сентября перемещающих и уастот.

По данным ионосферной станции ИКИР спорадические Es 5 и 6 сентября наблюдались в интервале высот 100-114 км. Но однозначно классифицировать их как корпускулярные нельзя. Одновременно наблюдались высокие для ночных условий значения fmin, порядка 1.5-1.65 МГц, что приводит плохому отображению начала следа foF2 и следа Es для обыкновенной волны, что осложняет идентификацию типа слоев.



Рис. 3. Потоки электронов, измеренные ИСЗ Деметер 06.09.12.

На рис. 3 приведены результаты измерений потоков электронов ИСЗ Деметер на ближайшей к Камчатке "восточной" траектории 6 сентября проходившей на несколько градусов восточнее Камчатки около 22 часов местного времени. Верхняя кривая соответствует потоку электронов в интервале энергий 92-526 кэВ. В северном полушарии на ней наблюдались три максимума с потоками электронов $(2-3)*10^4$ с⁻¹ на широтах 48 и 58 градусов и потоком порядка 10^5 с⁻¹ на широтах 65-70 градусов. Примерно такая же трехгорбая структура потоков электронов вдоль траектории полета спутника сохранялась и на следующей траектории, проходившей через 1час 38 минут западнее Камчатки, и на обоих траекториях за 5 сентября 2008 г. Черной вертикальной линией отмечен момент пересечения спутником широты 51° с.ш. Такая аппроксимация расположения лидарной станции связана с учетом наклона геомагнитного поля. В районе с. Паратунка, расположенном на 52.9° с.ш., магнитное наклонение поля равно 65° и потоки электронов, измеренные спутником на высоте 660 км, на высоте 100 км отклонятся к северу на $\sim 2^{\circ}$.

Примерная аппроксимация спектра высыпавшихся электронов и расчет скорости ионизации показали, что такие потоки при попадании в ночную атмосферу вызовут увеличение ионизации в области 60-90 км на 1-2 1/см³/с. Такое увеличение скорости ионизации в ночных условиях может увеличить концентрацию заряженной компоненты в этой области, что в свою очередь приведет к росту поглощения радиоволн в единицы мегагерц и увеличению значений fmin. Для увеличения концентрации в области слоя F2 ионосферы необходимы высыпания мягких электронов, с энергиями меньше 1 кэВ, которые спутником Деметер не измерялись.

Обсуждение результатов.

В работе [1] приведен пример корреляции лидарных сигналов с содержанием плазмы в ночном слое F2 ионосферы. Присутствие на высоте 150 км спорадических Es корпускулярного типа позволило оценить характерную энергию высыпавшихся потоков электронов в ~0.5 кэВ, и скорости проводимой ими ионизации на высотах слоя F2. Процесс ионизации электронным ударом всегда сопровождается образованием возбужденных атомов в метастабильных состояниях, поскольку при этом не соблюдаются правила отбора и могут образовываться атомы с большими значениями углового момента и достаточно большим временем жизни. Проведенные в работе оценки показали, что для высот больше 200 км скорость возбуждения достаточна, чтобы обеспечить скорость поступления фотонов на зеркало телескопа, наблюдавшуюся 28.03.2008.

Приведенный в работе [1] рост ионизации в ночном слое F2 ионосфере 28.03.2008 имел примерно такую же величину, продолжительность и даже форму, как и в случае, приведенном на рис. 1в. Достаточно большая длительность (1.5 часа) этого повышения и одновременное уменьшение действующей высоты слоя F2 не оставляют сомнений в реальности возрастания концентрации плазмы в ночном слое F2 и его протяженности по высоте. Это позволяет применить к данному случаю те же оценки скорости дополнительной ионизации, что и в работе [1] и предположить наличие высыпаний мягких электронов между 14:30 и 16:15 UT. Отсутствие спорадических слоев корпускулярного типа на высотах области Е в это время может объясняться более мягким спектром высыпавшихся электронов или большим поглощением в слое D.

Таким образом, повышение лидарного сигнала с высот больших 200 км может быть объяснено рассеянием (либо поглощением с последующим переизлучением) фотонов с длиной волны 532 нм на сильно возбужденных атомах (n~10) в метастабильных состояниях, образующихся при возбуждении электронным ударом. Корреляции лидарного сигнала от области 150-200 км требует дополнительных оценок и, поскольку частота соударений с нейтралами там выше, а время жизни возбужденных состояний на этих высотах меньше.

Литература

 Бычков В.В., Шевцов Б.М. Динамика лидарных отражений верхней атмосферы Камчатки и ее связь с явлениями в ионосфере // Геомагнетизм и аэрономия. – 2012.
 – Т. 52. – No. 6. С. 837–844.

Lidar backscattering signals from the upper atmosphere at Kamchatka in geomagnetic disturbances

Bychkov V.V.¹, Perezhogin A.S.¹, Shevtsov B.M.¹, Polech N.M.²

¹ Institute of Cosmophysical Researches and Radio Wave Propagation FEB RAS, Russia ² Institute of Solar-Terrestrial physics SB RAS, Russia

Experimental data showing correlation of back scattering signals at the wavelength of 532 nm with the parameters determining plasma content in nighttime ionospheric F2 layer are presented. On the basis of the performed analysis of lidar data and geophysical state, a hypothesis on possible role of Rydberg atoms in the formation of lidar reflections at ionospheric altitudes is discussed.

Измерения общего содержания водяного пара по солнечному спектру атмосферы

Васильченко С.С.¹, Сердюков В.И.¹, Синица Л.Н.¹, Воронин Б.А.¹, Кабанов Д.М.¹, Макарова М.В.²

¹Институт Оптики Атмосферы им. В.Е.Зуева СО РАН, Россия ²Санкт-Петербургский государственный университет, Россия sln@asd.iao.ru, serd49@mail.ru, boris@asd.iao.ru

Регистрация спектров поглощения солнечного излучения, прошедшего через всю толщу атмосферы Земли, проводилась на Фурье-спектрометре IFS-125M. Спектры записывались в 22 мая 2012 года. Условия регистрации спектров - диапазон 25000 - 8000 см⁻¹ (400 – 1250 нм); фотоприемник - кремниевый фотодиод; делитель - кварц; разрешение - 0,05 см⁻¹; скорость сканера - 20 кГц; диаметр апертуры - 0,6 мм; время одного измерения – 10 минут.

Измерения проводились при диаметре апертуры 0,85 мм (в этом случае отношение сигнал/шум (S/N) увеличивалось в 2-3 раза), однако при этом наблюдалась конволюция (искажение) спектров в высокочастотной области – 400-500 нм. В области 18000 см⁻¹ отношение S/N = 100. При полном перекрытии Солнца облаками регистрация прекращалась. Подробно установка описана в работе [1,2].

Результаты, полученные в ходе измерений, обрабатывались программой SFIT v3.92 [3]. Выбор конкретных спектров для обработки (22 мая 2012 в 8:48, 8:59 и 9:09) с целью определения общего содержания H₂O был обусловлен тем, что они измерялись близко по времени к запуску метеозонда и в качестве профилей T(z) и P(z) при обработке использовались данные метеозондирования на станции Колпашево (ВМО №29231) в 0 часов по GMT. В качестве априорных профилей концентраций газов в атмосфере были использованы профили, рассчитанные при помощи климатической модели WACCM (Whole Atmosphere Community Climate Model) [4]. В качестве источника информации о параметрах тонкой структуры линий молекулярного поглощения использовалась спектроскопическая база данных HITRAN 2004 (http://www.hitran.com).

Специфика используемых Фурье-спектрометрических измерений состоит в нестандартности диапазона измерений (8000-25000 см⁻¹). Выбор спектрального интервала для обработки был дополнительно обусловлен тем, что программа SFIT v3.92 имеет ограничение по шкале волновых чисел (не более 10000 см⁻¹). Были рассмотрены десять интервалов разной ширины (от 35 см⁻¹ до 0.6 см-1) в диапазоне 9900-9999 см⁻¹ (например, 9930-9965см⁻¹, 9943.6-9944.7см⁻¹, 9973.5-9974.1 см⁻¹ и т.д.), содержащих линии водяного пара. Выбранные интервалы 9979.4-9981.15 см⁻¹и 9941-9958 см⁻¹ среди исследованных десяти характеризуются наименьшими значениями случайных погрешностей определения общего содержания H_2O в атмосфере.

Результаты определения общего содержания H_2O по спектрам 22 мая 2012 г. приведены в таблице 1. Оценка случайной составляющей погрешности определения общего содержания H_2O по выбранным интервалам составляет 0.5-0.7% (или (2-3)*10²⁰молек./см² (см. табл.1).

Видно, что выбранные два интервала, хоть и дают немного отличающиеся значения общего содержания, но эти рассогласования лежат в пределах погрешности определения общего содержания H_2O (уже упомянутые 0.5-0.7%).

Измерения общего влагосодержания (OBC) и аэрозольной оптической толщи (AOT) атмосферы в ИОА СО РАН выполняются в круглогодичном мониторинговом режиме с

Время	Зенитный	Интервал 9979.4-9981.15		Интервал 9941-9958 см ⁻¹		
	угол	CM^{-1}				
		Общее содержа-	RMS	Общее содержа-	RMS	
		ние H_2O , *10 ²²		ние H_2O , *10 ²²		
		молек./см 2		молек./см 2		
08:48:35	60.40498	4.28 ± 0.02	0.332	4.30 ± 0.02	0.472	
08:59:09	58.96158	4.28 ± 0.02	0.398	4.29 ± 0.03	0.453	
09:09:43	57.52840	4.34 ± 0.02	0.388	4.33±0.03	0.461	

Таблица 1. Результаты обработки спектров 22.05.2012 программой SFIT v3.92.

помощью автоматизированных солнечных фотометров серии SP [5,6]. Регистрация проводится с интервалом в одну минуту в условиях, когда Солнце не перекрыто облаками.

Определение OBC осуществляется по соотношению сигналов в двух спектральных каналах: в полосе поглощения водяного пара 0,94 мкм и вне полосы – 0,87 мкм. Полуширина светофильтров составляет ~0,01 мкм. Используемые при восстановлении OBC зависимости отношений пропускания $T_{0.94}/T_{0.87}$ от поглощающей массы рассчитываются по модели HITRAN-2000 (http://www.hitran.com) с учетом аппаратных функций спектральных каналов. Более подробно методика калибровки фотометра и восстановления AOT и OBC атмосферы описана в работах [7,8].

На рис.1 представлены результаты измерений АОТ и OBC атмосферы в г.Томске (Академгородок) 22 июня 2012 г. См. также таблицу 2.



Рис. 1. Результаты измерений АОТ и ОВС атмосферы в г.Томска 22.05.2012

В первых двух колонках таблицы 2 представлено время измерения и содержание водяного пара в г/см², измеренное солнечными фотометрами, в последней колонке содержание водяного пара, пересчитанное в молекулах/см².

Погрешность определения общего влагосодержания на спектрофотометрах составляет 0,01-0,02 г/см² т.е. 0.22-0.47% или до 0.5%, а как указывалось выше, ошибка определения общего содержания на Фурье-спектрометре составляет 0.5-0.7%

Водяной пар является очень изменчивой газовой компонентой атмосферы, поэтому при сравнении результатов различных систем измерений, необходимо соблюдение одновремен-

Время Томское	$грамм/см^2$	Общее содержание H ₂ O,
		$^{*10^{22}}$ молекул/см 2
8:48:21	1.29494	4.33
8:49:21	1.29296	4.33
8:51:17	1.29199	4.32
8:53:08	1.30492	4.37

Таблица 2. Измерения общего содержания водяного пара солнечными фотометрами

ности наблюдений. Измерения солнечного фотометра в 8:48:21 и 8:49:21 можно сравнить с Фурье- измерениями в 08:48:35. Разница с первым диапазоном (9979.4-9981.15 см⁻¹) составит 1.2% а со вторым (9941-9958 см⁻¹) 0.75%. Если же сравнить измерения солнечного фотометра в 8:53:08 с Фурье-измерениями 08:59:09, что не совсем корректно, разница с первым диапазоном (9979.4-9981.15 см⁻¹) составит 1.96% а со вторым 1.73%. Т.е. разница в измерениях общего содержания водяного пара не превышает 2 %.

Таким образом, рассогласование, полученное при сравнении одновременных измерений общего содержания H₂O (в период 8:48 - 8:50), составило 0.75-1.2%. Это значение лежит в пределах суммарной погрешности (~1.2%) используемых методов и аппаратуры (Фурьеспектрометра и солнечного фотометра).

Работа поддержана грантами РФФИ, программой ОФН РАН 3.9.

Литература

- 1. Васильченко С.С., Сердюков В.И., Синица Л.Н. Спектральная система измерений газовых атмосферных компонентов с оптоволоконной следящей системой и некоторые результаты анализа атмосферных спектров // Оптика атмосферы и океана. -2012. -Т. 25. -№ 10. -С. 920–925.
- Васильченко С.С., Воронин Б.А., Емельянов Д.С., Сердюков В.И., Синица Л.Н., Половцева Е.Р., Назе F. Определение концентраций атмосферных газов на основе анализа Фурье-спектров поглощения солнечного излучения // XVII Междунар. симпоз. "Оптика атмосферы и океана. Физика атмосферы". Томск. 28 июня - 1 июля 2011. С. А50-А53.
- Rinsland C.P., Jones N.B., Connor B.J., Logan J.A., Pougatchev N.S., Goldman A., Murcray F.J., Stephen Th.M., Pine A.S., Zander R., Mahieu E., Demoulin P. Northern and southern hemisphere ground-based infrared spectroscopic measurements of tropospheric carbon monoxide and ethane // Journal of geophysical research. -1998. -V.103. -Nº D21. -P.28197-28218. doi:10.1029 / 98JD02515.
- Garcia R.R., Marsh D.R., Kinnison D.E., Boville B.A., Sassi F. Simulation of secular trends in the middle atmosphere // J. Geophys. Res. -2007.-V. 112.-P. 1950-2003. doi:10.1029/2006JD007485.
- 5. Сакерин С.М., Кабанов Д.М., Ростов А.П., Турчинович С.А., Турчинович Ю.С. Система сетевого мониторинга радиационно-активных компонентов атмосферы. Часть І. Солнечные фотометры // Оптика атмосферы и океана. -2004. -Т. 17. -№ 04. С. 354-360

- 6. Сакерин С.М., Кабанов Д.М., Ростов А.П., Турчинович С.А., Князев В.В. Солнечные фотометры для измерений спектральной прозрачности атмосферы в стационарных и мобильных условиях // Оптика атмосферы и океана. 2012. -Т. 25, № 12, С. 1112-1117
- Кабанов Д.М., Сакерин С.М. О методике определения аэрозольной оптической толщи атмосферы в ближнем ИК-диапазоне спектра // Оптика атмосферы и океана. -1997. Т. 10.№ 08. С. 866–874.
- Кабанов Д.М., Веретенников В.В., Воронина Ю.В., Сакерин С.М., Турчинович Ю.С. Информационная система для сетевых солнечных фотометров // Оптика атмосферы и океана.–2009. Т. 22. № 01. С. 61–67.

Measurements of water vapor total content in the solar spectrum of the atmosphere

Vasilchenko S.S.¹, Serdyukov V.I.¹, Sinitsa L.N.¹, Voronin B.A.¹, Kabanov D.M.¹, Makarova M.V.²

¹ V.E. Zuev Institute of Atmospheric Optics SB RAS, Russia ² St.Petersburg University, Russia

Registration of absorption spectra of solar radiation, passed through the the Earth's atmosphere, was carried out by the Fourier spectrometer IFS-125M. All spectra were recorded during the period of May 17-23, 2012. Conditions of spectrum registration: spectral range is $25,000 - 8000 \text{ cm}^{-1}$ (400 - 1250 nm); photodetector is silicon photodiode; the splitter is quartz; resolution is 0.05 cm^{-1} ; scanner speed is 20 kHz; the diameter of the aperture is 0.6 mm; time of one measurement is 10 minutes. The measurements were carried out with the diameter of the aperture of 0.85 mm (in this case, the signal to noise ratio (S/N) is increased by 2-3 times), however, spectrum distortion was observed in the high-frequency range of 400-500 nm. In the area of 18000 cm⁻¹ S/N = 100. Spectrum registration during the mentioned period was carried out from 8-30 till 18-00. During the experiment, solar radiation was often covered by clouds. The results, obtained during the measurements, were processed by SFIT v3.92 program . In the result, the data on water vapor total content were obtained during the processing of experimental data in the range of 9900-10000 cm⁻¹. Some intervals were selected: 9979.4-9981.15 cm⁻¹ and 9941-9958 cm⁻¹ – in this case, the results of calculations of water vapor total content were the most stable.

 H_2O total content = 4.28×10^{22} mol/cm²

Measurements of the Fourier-spectrometer were compared with the measurements of sun photometer. The difference with the first range $(9979.4-9981.15 \text{ cm}^{-1})$ was 1.2 percent.

The work is partly supported by the Rusian Fund for Basic Research Grants, RAS Program 3.9.

Исследование поглощения комплексов кислорода, индуцированных столкновениями

Васильченко С.С., Сердюков В.И., Синица Л.Н., Воронин Б.А., Половцева Е.Р.

Институт оптики атмосферы CO PAH им.В.Е. Зуева, Россия. sln@asd.iao.ru, serd49@mail.ru, boris@asd.iao.ru, elena@asd.iao.ru

Изучение слабосвязанных бинарных комплексов кислорода $(O_2)_2$ представляет интерес для атмосферных задач, так как эти молекулы являются достаточно стабильными и могут давать значительный вклад в поглощение солнечного излучения, особенно в ультрафиолетовой области [1]. Фотолиз молекул $(O_2)_2$ приводит к образованию в атмосфере дополнительного озона и атомов синглетного кислорода: $(O_2)_2 => O_3 + O$ [2], что оказывает большое влияние на фотобиологические процессы. На данный момент существует ряд экспериментальных и теоретических работ по исследованию физико-химических свойств бинарных комплексов кислорода [3-7], однако природа их еще недостаточно изучена.

Результаты измерений

В данной работе были проведены измерения общего содержания комплексов кислорода в атмосфере в районе г. Томска с использованием спектральной системы измерений газовых атмосферных компонент, разработанной в Институте оптики атмосферы [8]. Измерения проводились в рамках комплексного эксперимента. Для анализа общего содержания исследуемых газов в атмосфере использовалась спектроскопическая методика, основанная на наземных измерениях спектров поглощения солнечного излучения атмосферой. В работе [1] было показано, что в области 0,23—1,26 мкм находятся достаточно интенсивные полосы поглощения кислородосодержащих комплексов. В нашей работе спектры поглощения солнечного излучения были зарегистрированы в широком спектральном диапазоне 0.477-1.06 мкм со спектральным разрешением 0.01 см⁻¹ при различных солнечных зенитных углах. Для исследования были выбраны полосы поглощения комплексов (O_2)₂ с центрами $\lambda = 0.630$ мкм и $\lambda = 0.577$ мкм, а также полоса поглощения O_3 с центром $\lambda = 0.602$ мкм.

На рис.1 показаны экспериментальные спектры пропускания солнечного излучения комплексов $(O_2)_2$ и O_3 в исследуемой области, зарегистрированные 22 мая 2012 г. для различных солнечных зенитных углов. На рисунке видно, что со временем пропускание уменьшается из-за увеличения длины трассы, вследствие уменьшения солнечного угла.

Общее содержание в атмосферном столбе кислородных комплексов и озона определялось из подгонки модельных данных к экспериментальным данным методом наименьших квадратов. В качестве модели для (O₂)₂были использованы экспериментальные сечения поглощения из работы [9].

Поглощение столкновительных комплексов кислорода в этой области происходит в результате электронных переходов с основного триплетного состояния молекул кислорода на возбужденное синглетное состояние.

В таблице 1 приведены ОС комплексов кислорода, время регистрации солнечных спектров, которые были выбраны для расчетов, температура и высота солнца над горизонтом для каждого измерения.

Одновременно с подгонкой экспериментальных данных для атмосферных комплексов (O₂)₂ осуществлялась подгонка для озона. Модельные экспериментальные сечения поглощения озона для полосы с центром 0.602 мкм были взяты из базы данных Spectra [10].



Рис. 1. Экспериментальные спектры пропускания комплексов $(O_2)_2$ и O_3 в области 15500-18500 см^{-1}, зарегистрированные 22 мая 2012 г.

Таблица 1. Общее содержание и условия измерения спектров пропускания атмосферных комплексов $(\mathrm{O}_2)_2$

Время измерений, чч: мм	Температура, ^о С	Высота	Общее содер-
		солнца	жание $(O_2)_2,$
		над гори-	молекул $a^2/cm^{5*}10^{43}$
		зонтом,	
		град.	
9:30	16	35.15	1.64
9:41	16.3	36.59	1.53
10:04	16.5	39.53	1.86
12:24	18	52.65	1.41
14:00	18.5	53.05	1.48
14:42	19	50.61	1.53

Данные по общему содержанию озона, полученные в ходе подгонки к модельным данным сравнивались со спутниковыми данными, что служило дополнительным критерием правильности определения ОС кислородных комплексов. В ходе расчета погрешности была проведена коррекция экспериментального спектра – при помощи программы OPUS из спектра были убраны линии поглощения солнечной атмосферой, что позволило уменьшить максимальную погрешность расчетов более чем в два раза.

На рис.2 показан временной ход ОС комплексов $(O_2)_2$ и озона, полученные в ходе наших расчетов, а также данные спутника ОМІ по ОС озона для 22 мая 2012 г.



Рис. 2. ОС комплексов (О2)2и озона, данные спутника ОМІ по ОС озона 22 мая 2012 г.

Наземные спектроскопические измерения с использованием Фурье- спектрометра высокого разрешения позволяют определить общие содержания атмосферных комплексов кислорода и озона с достаточно высокой точностью- 1-3% для озона и 10-15% для (O₂)₂, а также выявлять их дневные и сезонные вариации. Полученные данные могут быть использованы для задач спектроскопии и химии атмосферы.

Работа поддержана грантами РФФИ, программой ОФН РАН 3.9.

Литература

- 1. Розенберг Г.В., Татарский В.И., Дианов-Клоков В.И. Некоторые особенности распространения света в различных слоях атмосферы // Вестник Академии Наук СССР. -1970. -№ 2. -стр. 21-29.
- Brown L., Vaida V. Photoreactivity of Oxygen Dimers in the Ultraviolet // J. Phys. Chem. -1996. -V. 100. -P. 7849-7853.
- Aquilanti V., Ascenzi D., Bartolomei M., Cappelletti D. Molecular Beam Scattering of Aligned Oxygen Molecules. The Nature of the Bond in the O₂-O₂ Dimer // J. Am. Chem. Soc. 1999. -V. 121, P. 10794-10802.
- Campargue A., Biennier L., Kachanov A., Jost R. Rotationally resolved absorption spectrum of the O₂ dimer in the visible range // Cem. Phys. Letter, -1998. -V. 288, -P. 734-742.

- Long C.A., Ewing G.E. Spectroscopic investigation of van der Waals molecules. I. The infrared and visible spectra of (O₂)₂ // J. Chem. Phys. -1973. -V. 58. -№ 11. -P. 4824-4834.
- Wittrock F., Oetjen H., Richter A., Fietkau S. Max-DOAS measurements of atmospheric trace gases in Ny-Alesund-Radiativr transfer studies and their application. // Atmos. Chem. Phys. -2004. -V.4, -P. 955-966.
- Pfeilsticker K., Erle F., Platt U. Absorption of Solar Radiation by Atmospheric O₄ // Journal of Atmospheric sciences. -1996. -V. 54. -P. 933-939.
- Васильченко С.С., Сердюков В.И., Синица Л.Н. Спектральная система измерений газовых атмосферных компонентов с оптоволоконной следящей системой и некоторые результаты анализа атмосферных спектров // Оптика атмосферы и океана. -2012. -Т. 25. № 10. С. 920-925.
- Naus H., Ubachs W. Visible absorption bands of the (O₂)₂ collision complex at pressures below 760 Torr // Applied Optics. -1999. -V. 38. -№ 15. -P. 423-428.
- 10. Электронный pecypc URL http://smpo.iao.ru/

Study of collision-induced oxygen complexes

Vasilchenko S.S., Serdyukov V.I., Sinitsa L.N., Voronin B.A., Polovtseva E.R.

V.E. Zuev Institute of Atmospheric Optics SB RAS, Russia

The $(O_2)^2$ molecular complexes play an important role in atmospheric chemistry and radiation transfer, however many properties of these atmospheric complexes are still far from being entirely understood. The authors present the results of investigation of collision-induced absorption of oxygen complexes $(O_2)^2$ by spectroscopic technique. The absorption of oxygen complexes $(O_2)^2$ were investigated by high resolution Fourier transform spectrometer (FTS) IFS-125M. The FTS is used for ground-based infrared solar absorption atmospheric measurements at the Zuev Institute of Atmospheric Optics SB RAS, Tomsk. The experimental system is equipped with a sun tracker that provides continuous solar tracking throughout the day. The FTS solar absorption spectra were recorded in the spectral range of 477-1060 nm with spectral resolutions of 0.01, 0.1, 1.0 and 10 $\rm cm^{-1}$ under clear-sky conditions. High-quality long term measurements have been applied to determine the collision-induced absorption. The spectral data obtained under various experimental conditions were analyzed. It was revealed, that for measurements along the path close to the horizon there are several strong oxygen dimers absorption bands with center at 1060, 630, 577 and 477 nm as well as O₃ absorption band centered at 602 nm that was confirmed by the experimental works. Our studies have detected a seasonal variability of atmospheric oxygen complex amount. In winter the continual absorption of O_4 species reaches 10-20 percent at 630 and 577 nm for a big solar zenith angles and 1-2 percent in summer for a small solar zenith angles. It is shown that oxygen dimers continual absorption at 577 nm might be up to 10 percent for slant optical path of 15 km, atmospheric pressure of 760 Torr, and room temperature. It is necessary to take into account oxygen dimers absorption to estimate realistic atmospheric concentration of O₃. Error in measurement of atmospheric ozone concentration can reach 20 percent not considering the $(O_2)^2$ molecular complexes contribution to the observed absorption.

The work is partly supported by the Russian Fund for Basic Research Grants, RAS Program 3.9.

Исследование зависимости интенсивности вариаций ПЭС от геометрии радиозондирования с помощью ГНСС

Воейков С.В.¹, Осипчук В.Н.², Крупович Е.С.²

¹Институт солнечно-земной физики СО РАН, г. Иркутск, Россия

²Иркутский государственный университет, г. Иркутск, Россия

serg3108@iszf.irk.ru

Решение задачи поиска откликов полного электронного содержания (ПЭС) на различные события требует знания типичного поведения колебаний ПЭС в отсутствие данного события. Лучи "приемник-спутник GPS направленные в зенит и наклоненные к горизонту, находятся в принципиально разных условиях. Зенитный луч пересекает ионосферу по более короткому пути, а наклоненный – по более длинному. Можно ожидать, что и интенсивность колебаний ПЭС будет зависеть от угла места луча "приемник-спутник".

Задача данной работы – исследовать зависимость интенсивности 2-10 минутных колебаний ПЭС от угла места соответствующих лучей "приемник-спутник"для иркутской станции GPS IRKM за 2006 год. Диапазон 2-10 минут был выбран как наиболее часто используемый для поиска откликов ПЭС на различные события (землетрясения, запуски космических аппаратов и т.д.) [1]. В работе используется стандартная единица измерения ПЭС - ТЕСU (1 ТЕСU = 10^{16} электрон/м²).

Исходными данными являлись ряды вариаций "наклонного" ПЭС I(t), рассчитанного по данным фазовых измерений вдоль луча "приемник-спутник GPS а также ряды значений угла места $\theta_S(t)$ спутника GPS. Измерения фазы в системе GPS производятся в высокой точностью, так что ошибка в определении вариаций ПЭС не превышает 0,01 TECU, хотя абсолютное значение ПЭС по фазовым данным определить невозможно [2].

Для получения отфильтрованных рядов dI(t), ряды I(t) подвергались сглаживанию с временным окном 2 мин (для удаления высокочастотных колебаний) и удалению тренда с временным окном 10 мин. Интенсивность вариаций ПЭС S(t) определялась как огибающая полученных рядов 2-10 минутных вариаций ПЭС dI(t).

Такие ряды S(t) были рассчитаны для всех непрерывных рядов ПЭС длительностью не менее 20 минут за весь 2006 год для станции GPS IRKM, расположенной в Иркутске. Далее для решения задачи определения зависимости интенсивности вариаций ПЭС от угла места на спутники GPS нами был рассчитан двумерный массив M(i,j), где строки i соответствовали значениям интенсивности S(t) от 0,01 до 0,4 ТЕСU с шагом 0,01 ТЕСU, а столбцы j – значениям угла места $\theta_S(t)$ от 1° до 90° с шагом 1°. Каждому временному отсчету ряда интенсивности S(t) соответствуют определенное значение угла места на спутник $\theta_S(t)$. То есть каждому временному отсчету в каждом непрерывном ряду ПЭС можно поставить в соответствие одну единственную ячейку массива M(i,j). Перебирая все временные отсчеты для всех полученных рядов S(t) и $\theta_S(t)$ мы определяли соответствующие значения индексов i и j, согласно которым значение соответствующей ячейки массива увеличивалось на 1. В итоге массив M(i,j) представлял собой двумерное распределение числа временных отсчетов в зависимости от угла места и интенсивности вариаций ПЭС.

Различные значения интенсивности встречаются по-разному. В среднем вариации с меньшей интенсивностью встречаются чаще, чем вариации с большей интенсивностью. Чтобы увидеть полную картину зависимости интенсивности от угла места на всем диапазоне рассмотренных значений интенсивности (от 0,01 до 0,4 TECU) была произведена



Рис. 1. Двумерное распределение плотности отсчетов в зависимости от угла места и интенсивности вариаций ПЭС.

нормировка. Каждое значение в массиве M(i,j) делилось на полное число отсчетов с соответствующим значением интенсивности. Чтобы избежать слишком маленьких значений в массиве, результат деления умножался на 100.

Полученное после нормировки массива M(i,j) двумерное распределение $N(S, \theta_S)$ плотности отсчетов в зависимости от интенсивности вариаций ПЭС и угла места на спутники GPS представлено на рис. 1.

Максимальные значения плотности отсчетов соответствуют черному цвету, а минимальные – белому. Как видно из рис. 1 наблюдается некая обратная пропорциональность интенсивности вариаций ПЭС от угла места. С другой стороны, известно, что на высоких углах места для среднеширотной ионосферы применима простая плоскослоистая модель, в которой значение абсолютного ПЭС на наклонном луче может быть определено из соотношения [1]:

$$I_S = \frac{I_V}{\sin(\theta_S)},\tag{1}$$

где I_S – значение абсолютного ПЭС на наклонном луче; I_V– значение абсолютного ПЭС на вертикальном луче. Иными словами, согласно формуле (1) на высоких углах места абсолютная величина ПЭС на наклонном луче "приемник-спутник"прямо пропорциональна $1/\sin(\theta_S)$. Было сделано предположение, что интенсивность вариаций ПЭС тоже будет пропорциональна $1/\sin(\theta_S)$. Мы ввели преобразование углов места θ_S в $1/\sin(\theta_S)$. Получившееся распределение дано на рис. 2.

Из рис. 2 видно, что действительно наблюдается практически линейная зависимость интенсивности вариаций ПЭС от $1/\sin(\theta_S)$ при значениях $1/\sin(\theta_S)$ от 1 до 3, что соответствует углам места от 90 ° до 20 °. Данный факт указывает на то, что для углов места выше 20 ° интенсивность вариаций ПЭС, как и сама величина ПЭС, зависит от толщины ионосферы через которую проходит радиолуч между спутником и приемником.

С дальнейшим ростом значений $1/\sin(\theta_S)$ (соответственно, с уменьшением угла места) наблюдается резкий рост значений интенсивности вариаций ПЭС. Начиная со значения $1/\sin(\theta_S) \approx 4$ (примерно 14°) зависимость разделяется на две почти вертикальные ветви со значениями $1/\sin(\theta_S)$ около 4,5 (~13°) и 6,5 (~9°). Можно видеть, что вариации с интенсивностью более 0,1 ТЕСU группируются вблизи этих двух значений угла места (9° и 13°). Выяснение природы этой особенности в поведении зависимости интенсивности вариаций ПЭС от угла места требует дальнейших исследований.

Таким образом, по крайней мере для иркутской станции GPS, на основании анализа данных за 2006 год, можно сделать следующие выводы:

1) Установлено, что для углов места больше 20° интенсивность 2-10 минутных вариаций ПЭС, также как и величина абсолютного ПЭС на высоких углах места, обратно



Рис. 2. Двумерное нормированное распределения числа отсчетов в зависимости от $1/\sin(\theta_S)$ и интенсивности вариаций ПЭС.

пропорциональна синусу угла места. Это означает, что интенсивность вариаций ПЭС, как и абсолютная величина ПЭС, зависит от толщины ионосферы через которую проходит радиолуч между спутником и приемником.

2) На низких углах места (менее 14 °) наблюдается резкий, почти экспоненциальный, рост значений интенсивности вариаций ПЭС. Кроме того, значения интенсивности вариаций ПЭС более 0,1-0,15 ТЕСИ с наибольшей вероятностью можно зарегистрировать на углах места 9 ° и 13 °.

Надеемся, что наша работа будет полезна исследователям откликов ПЭС на различные события по данным глобальных спутниковых навигационных систем (в первую очередь GPS и ГЛОНАСС).

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ (12-05-33032_мол_а_вед), Министерства образования и науки Российской федерации (Соглашение № 8388, 8699 и ГК 14.518.11.7065).

Литература

- 1. *Афраймович Э.Л., Перевалова Н.П.* GPS-мониторинг верхней атмосферы Земли. Иркутск: ГУ НС РВХ ВСНЦ СО РАМН, 2006. 480 с.
- 2. Hofmann-Wellenhof B., Lichtenegger H., Collins J. Global Positioning System: Theory and Practice. New York: Springer-Verlag Wein, 1992. 327 p.

Study of the dependence of TEC variation intensity on radiosounding geometry by GNSS

Voeykov S.V.¹, Osipchuk V.N.²

¹ Institute of Solar-Terrestrial Physics SB RAS, Russia ² Irkutsk State University, Russia The paper presents the investigation of 2-10 minute variations in total electron content (TEC), obtained by the Global Navigation Satellite Systems (GNSS), on the angles to satellites. Dependence of TEC absolute value on the angles to satellites is well known and is due to the difference in ionosphere thickness intersected by radio beams at various angles. However, TEC variations are not so clear. Meanwhile, knowledge of this relationship could help to search and to study TEC responses to different disturbances. During our study, we investigated TEC variation intensity in the period range of 2-10 minutes, depending on elevation and azimuth to GPS satellites for IRKT Irkutsk station for 2006. The period range was chosen as the most frequently used to search for responses to such disturbances as earthquakes, spacecraft launches, etc.

Decimeter and infrared radiation of lower ionosphere at a period of high solar activity

GOLUBKOV G.V., MANZHELII M.I. Semenov Institute of Chemical Physics of Russian Academy of Sciences, Moscow, Russia Golubkov@chph.ras.ru

Introduction

At a period of enhanced solar activity, the error in positioning of global navigational satellite systems increases. This occurs both during short (of 5-20 min duration) and prolonged (several hours) time periods. In the first case, errors arise due to the radiation coming from the solar flare. The second situation happens under the action of solar wind within 30-35 hours after the flare. An example is the time dependence of the Global Positioning System (GPS) operation at a period of enhanced solar activity published on the website of the Cornell University [1]. According to the data of real-time measurements made at the monitoring stations of the Arecibo observatory (Puerto Rico) in the year 2011, a 20-min interruption in the GPS was observed routinely from August 30 to September 2 between 03.00 and 04.00 UTC. In these measurements, the horizontal positioning error reached 50 m and up.

For the stronger geomagnetic disturbances, the GPS signal can fully disappear over a long period [1]. For instance, according to the data obtained in September 15-16 2011 at the Sao Luis Observatory (Brazil), the GPS signal disappeared more than once during a day. At a period from 16.00 UTC September 15 to 01.00 UTC September 16, the signal at receiver disappeared five times sporadically for 5-30 minutes. Over those days, the horizontal positioning error significally exceeded 50 m.

It was shown in [2] that, for solar flares of different intensity, the signal-to-noise ratio decreases, in a certain sequence, for frequencies $L_1 = 1.57542$ and $L_2 = 1.22760$ GHz. For the flare of level X-1 (22.15 UTC December 14, 2006) the signal-to-noise ratio decreased for the L_1 frequency. At the same time, this ratio remained constant for the L_2 frequency. The X-3 flare (02.40 UTC December 13, 2006) resulted in a simultaneous decrease in the signal-to-noise ratio for both frequencies. The duration of the observed phenomena was about 30 minutes in both cases. An increase in the signal intensity at the GPS receiver in a period of enhanced solar activity is another phenomenon worthy of noting. The time dependences of the GPS-signal intensity at the receiver and the integral number of failures at the receiver during the course of the geomagnetic disturbance July 15, 2000, are given in [3]. The signal intensity at the receiver was found to increase approximately by a factor of three relative to the intensity of the transmitter signal. As the signal intensity at receiver increased, the integral number of failures also increased. No explanation was given by the authors of the cited works for the cause of the increase in intensity.

The detection of intense IR radiation in the range from 10 to 40 μ m, first measured by the FIRST spectrometer in June 7, 2005 [4], is no less interesting fact, as shown below. In this work, an explanation of the above-mentioned phenomena is suggested on a basis of the physicochemical processes occurring in a nonequilibrium two-temperature plasma in the E and D layers of the Earth.

Traditional models of ionospheric processes based on the total electron content and wave optics during geomagnetic disturbances of the ionosphere are ineffective [5]. The optical quantum resonant properties of the neutral medium of a low ionosphere, where the influence on the satellite signal propagation is most appreciable, are began to investigate recently (see, for example, [6-9]). Simultaneous analysis of the additional background noise and the signal propagation delay time, which determines the positioning error, can be a promising approach to



Fig. 1. Potential energy curves of the quasimolecule A**M

the study of such properties. Using of standard methods of measurement noise cannot detect a number of physicochemical reactions in the lower ionosphere responsible for its formation and influencing on positioning errors [6, 8]. To solve this problem, it is convenient to bond the level of background noise to the measured signal of GPS, since the propagation delay is associated with the manifestation of the most important atmospheric process: 1 - the mixing of highly excited states [7, 9]. For this purpose, it is advisable to define the signal / noise ratio (C/N) thus, when as signal should be understand the level of the selected signal receiver GPS, and as the value of its noise level we must choose the value of its fluctuations. Finding ways to ensure the sustainability of the system GPS, is a fundamental scientific and technical problem. In this paper we present one of the possible options for its solutions by choosing another range of carrier frequencies.

Rydberg states in neutral medium

Solar flares generate additional background ultrahigh-frequency (UHF) radiation in the lover ionosphere which is caused by the radiative transitions between the Rydberg states of particles excited in a neutral medium under the action of solar flux or flow of electrons ejected from the ionosphere [10]. By Rydberg states are called those highly excited atomic and molecular states which are situated near the ionization threshold and characterized by an infinite sequence of energy levels converging to the threshold. They are intermediate between the low-lying excited states and the ionized states in the continuum spectrum. The Rydberg atoms and molecules have one excited weakly bound electron whose state is classified by an energy level with principal quantum number n and electronic angular momentum l about the ion core. The energies of the levels with high angular momenta do not depend on l (orbitally degenerate states). These states are the most stable statistically, because electron resides mostly at a large distance from the ion core.

The process giving rise to the degenerate states with high electronic angular momenta is referred to as l-mixing. It proceeds rapidly and irreversibly in the lower ionosphere. As a result, the quantum distinctions between the excited atoms and molecules disappear and the radiation spectrum becomes independent of their chemical composition [11]. The l-mixing process proceeds in a rather dense neutral gaseous medium with a density exceeding 10^{12} cm⁻³, which corresponds to altitudes of $h \leq 120$ km. The corresponding efficiency criterion directly related to the density of medium is that, at least, one neutral molecule M occurs in the electron cloud of a Rydberg particle A^{**} (of radius $2n^2a_0$, where a_0 is the Bohr radius). The interaction between them gives rise to quasimolecules A^{**}M whose potential curves are splitted from the degenerate Coulomb levels and classified by the index L characterized the amplitude of elastic electron scattering on the neutral molecule M. Each of them includes a superposition of Rydberg



Fig. 2. UHF radiation lines of the $A^{**}N_2$ and $A^{**}O_2$ quasimolecules

states with different values of l [11]. The energy scheme of potential curves dependent on the interatomic coordinate R is given in Fig.1 for the quantum L - states with angular momenta L = 0 and L = 1 that are split out from the degenerate Coulomb n+1 and n levels in the classical turning points. The optical transitions without changing principal quantum number $(\Delta n = 0)$ between the split-out and degenerate states of quasimolecules A**M are shown by blue arrows. They correspond to the UHF radiation in the decimeter range. The red arrows indicate analogous transitions with a change in the principal quantum number $\Delta n = 1$ to produce IR radiation.

At altitudes $h \leq 50$ km, the Rydberg states of particles A * * are unoccupied because of the quenching due to the interaction of Rydberg particles A * * with unexcited oxygen molecules and to the formation of an intermediate ionic complex $A^+(n L) O_2^-(s)$ (harpoon mechanism), i.e.,

$$A^{**}(nL) + O_2 \rightarrow A^+(nL) O_2^-(s) \rightarrow A^{**}(n'L') + O_2,$$

(s is the vibrational quantum number). The reason is that the negative molecular ion O_2^- has a number of resonant vibrationally excited autoionizing levels situated against the background of ionization continuum. Based on these two circumstances, one can suggest that the atmospheric layer radiating in the decimeter range forms between 50 and 120 km.

Nonequilibrium two-temperature recombining plasma

An increase in the solar activity gives rise to two types of nonequilibrium plasma in the ionospheric E and D layers: *recombining* and *photoionized* plasma. The first corresponds to a nonequilibrium two-temperature plasma where the Rydberg states are occupied due to the collisional transitions of free electrons with the bound states of discrete spectrum in the presence of inelastic interaction with the neutral components of medium [7]. In this case, the electron temperature can vary from 1000 to 3500 K [12], while the medium temperature of this layer can vary from 200 to 300 K, depending on its altitude. Note that this occupation mechanism prevails for the Rydberg states in the lower D layer. The electron thermalization is mostly due to the vibrational excitation of molecular nitrogen with the formation of an intermediate negative ion:

$$e^- + N_2(\mathbf{v} = 0) \to N_2^- \to e^- + N_2(\mathbf{v} \ge 1).$$

Rydberg states are occupied at the energies higher than certain energy E_* in a two-temperature quasistationary nonequilibrium plasma [7]. In the low ionosphere, it is determined by the action of electron flows precipitated from the ionosphere subjected to strong geomagnetic disturbances. Under these conditions, the distribution of occupancies over levels E_n near the ionization limit is characterized by the temperature close to temperature T_e of free electrons. At higher binding energies, $E_n \sim E_*$, the Rydberg states are almost unoccupied in the energy interval $\Delta E << E_*$. This interval is called the narrow site of recombination flow or "neck of flow".



Fig. 3. The spectrum of UHF radiation for a quiet ionosphere (the electron density is $n_e = 10^{3} \text{cm}^{-3}$). Curve (1) corresponds to electron temperature $T_e=1000$ K and medium concentration $\rho_a = 10^{12} - 10^{13} \text{cm}^{-3}$; (2) $T_e=1000$ K, $\rho_a = 10^{14} \text{cm}^{-3}$; (3) $T_e=2000$ K, $\rho_a = 10^{12} - 10^{13} \text{cm}^{-3}$

Above the neck, $E_n \ge E_*$, the collisional transitions between the binding states and continuum prevail. The radiative transitions resulting in the equilibrium occupation of the low-lying states with temperature T_a of medium molecules dominate below the neck.

The diagram of emission lines dependent on the principal quantum number nare shown in Fig. 2 for the $L \to n$ transitions between the split-out and degenerate Coulomb levels and the possible $L \to L'$ transitions between the split-out levels of quasimolecules $A * *N_2$ and $A * *O_2$, as calculated in [8]. Regard to the radiation intensity calculation we have taken into account dipole transitions only, i.e. with common selection rules ($\Delta l = \pm 1$), as it is usually done in the presence of superposition of states. For each quasimolecule, the distribution of n-dependent emission lines in the range 0.8-10 GHz contains four sets of lines corresponding to the $L \to L'$ transitions converging, with increasing L', to the $L \to n$ transition, where L = 0, 1, 2, 3. These transition lines are symbolized as $N_{LL'}$, N_{Ln} , and $O_{LL'}$, O_{Ln} for the quasimolecules $A * *N_2$ and $A * *O_2$, respectively. One can see that the relative frequency shift for the limiting N_{Ln} and O_{Ln} occurs in three spectral ranges where the transitions are suppressed for small n values. The reason is that the characteristics of slow-electron scattering from the nitrogen and oxygen molecules are different.

The frequency dependence of the intensity of incoherent UHF radiation from an excited medium in the range 0.8-1.8 GHz is shown in Figs. 3 and 4 for a quiet and disturbed ionosphere. One can see that the UHF-radiation profile is a nonmonotonic function of frequency ω and rises steeply near the right boundary of the range. With a two-order increase in the electron concentration n_e the relative intensities W increase approximately by a four order of magnitude. This has a direct relationship to the observed effect of sequential decrease in the signal-tonoise ratio for the L_1 and L_2 GPS signals with increasing flare intensity [2], because the first frequency range 1.17-1.71 GHz of decrease virtually coincides with the "transparency window" for the propagation of the satellite signals.

Additional background radiation in the range 4.0 – 6.0 GHz

As shown in Figures 5(a, b), the next minimum of power flux intensity is located near the frequency 5 GHz. In contrast, it is due first minimum radiative transitions is more stable when



Fig. 4. The spectrum of UHF radiation for a disturbed ionosphere (the electron density is $n_e = 10^5 \text{cm}^{-3}$). Curve (1) corresponds to electron temperature $T_e=2000$ K and neutral medium concentration $\rho_a = 10^{12} - 10^{13} \text{cm}^{-3}$; (2) $T_e=2000$ K, $\rho_a = 10^{14} \text{cm}^{-3}$; (3) $T_e=3000$ K, $\rho_a = 10^{12} - 10^{13} \text{cm}^{-3}$; (4) $T_e=3000$ K, $\rho_a = 10^{14} \text{cm}^{-3}$



Fig. 5. The power flux W as a function on the frequency ν , density n_e , and temperature T_e : (a) $n_e = 5 \cdot 10^3 \text{ cm}^{-3}$, $T_e = 1000 \text{ K}$ and $T_e = 1500 \text{ K}$ (the morning, calm conditions);(b) $n_e = 10^4 \text{ cm}^{-3}$, $T_e = 1500 \text{ K}$ and $T_e = 2000 \text{ K}$ (daytime, calm conditions)

the plasma parameters. By increasing of temperature T_e the curve character is changed to inverse and becomes weakly dependent on a frequency. A behavior of the curves converging to a single point is called the "bottleneck". This dependence of the power flux radiation under the small change in temperature provides signal delay at a given GPS frequency, not exceeding 10% of difference between the lower and the upper curve from the change of temperature on 500K, on the assumption that the delay signal proportional to the intensity of background radiation. This is illustrated clearly in the Table, where the ratio of the power radiation fluxes $\eta = W(T_e^{<})/W(T_e^{>})$ is shown for different values n_e and T_e at the frequency $\nu_f^{(2)} = 5$ GHz. The value $\eta = 2$ for the electron density $n_e = 5 \cdot 10^4$ cm⁻³ is the boundary of transition to a strong increase of the delay. The calculations are performed in the framework of the "Rydberg" program taking into account depending on the electron density distribution in height [13]. Thus, the emitting layer in decimeter range is located in the interval of 90-110 km.

Note that the ratio of the power radiation fluxes at the first $\nu_f^{(1)} = 1.57$ GHz frequency for the electron density $n_e = 10^4$ cm⁻³ and the range of T_e from 2000K to 3000K reaches the $\eta = 2$ value also. Under these conditions, the point $\nu_f^{(1)}$ is located on the steep slope of the curve $W(\nu_f)$ (see Fig. 4). The ratio of power radiation fluxes is 1.08 for the next $\nu_f^{(2)} \approx 5$ GHz frequency range corresponding to the minimum of the upper curve $W(\nu_f, T_e^{<})$ and the slanting behavior of the lower $W(\nu_f, T_e^{>})$ one at electron density

Table 1. The dependence of ratio $\eta = W(\nu_f^{(2)}, n_e, T_e^{<}) / W(\nu_f^{(2)}, n_e, T_e^{>})$ on the electron density n_e for a given frequency $\nu_f^{(2)}$

n_e ,	5		10		20		50	
10^{3}								
cm^{-3}								
	$T_e^{<} =$	$T_{e}^{>} =$	$T_e^{<} =$	$T_{e}^{>} =$	$T_e^{<} =$	$T_{e}^{>} =$	$T_e^{<} =$	$T_{e}^{>} =$
	1000K	$1500 \mathrm{K}$	$1500 \mathrm{K}$	$2000 \mathrm{K}$	$2000 \mathrm{K}$	$2500 \mathrm{K}$	$2500 \mathrm{K}$	$3000 \mathrm{K}$
η	1.09		1.18		1.03		2.0	

 $n_e = 2 \cdot 10^4 \text{ cm}^{-3}$ for the said temperature T_e range. The $\nu_f^{(2)} \approx 5$ GHz frequency is more preferable in relation to the first one by using in system GPS, because the difference module $\Delta W(\nu_f) = |W(\nu_f, T_e^{<}) - W(\nu_f, T_e^{>})|$ is important for the satellite signal stability only. No less important it is the fact that the frequency bandwidth around of the minimum value is much greater than the width of the first one and therefore should be more informative. Under conditions of strong geomagnetic disturbance (for $n_e \geq 10^5 \text{ cm}^{-3}$) additional background UHF radiation at the $\nu_f^{(2)}$ frequency increases strongly and passes onto the inclined portion of the curve, which leads to the problem of identification of the signal.

Analysis of the data indicates that the delay signal at a frequency of 5 GHz may be recovered from the power spectrum of infrared radiation, which to be measured in a spectrometer mounted on a GPS-satellite constellation. At the same time, using of the all possible methods of filtering the signal at the 1.57 GHz frequency cannot eliminate the position errors since the delay is due to the resonance cascade of re-radiation of the GPS signal on the Rydberg states. Note that estimation of the signal delay by the additional background UHF radiation of lower ionosphere essentially impossible here, because in contrast to the IR radiation level of its power is significantly lower than the thermal noise floor. This can be done on the basis of infrared radiation, as his power is several orders higher than the power UHF radiation of Rydberg states [7]. Indeed, since the position of the "bottleneck" at $\nu_f^{(2)}$ frequency proportional to the electron density n_e , and does not depend on the temperature T_e (see Figure 5), the amount of signal delay can be estimated by recovering population of Rydberg states by IR spectrum.

Photoionized plasma

The photoionized plasma is produced under the action of a broadband radiation coming from the solar flare within 20-30 min. This process is caused by the multiquantum excitation of the electronic states of atoms and molecules where the spin forbidding is removed for the corresponding radiative transitions because of the interaction with medium molecules M. The distinction between the populations of high-lying Rydberg states (with high values of n) and the situation in the nonequilibrium recombining plasma is that the former are additionally depleted due to photoionization. At small n, the Rydberg and low-lying excited states are depleted due to the predissociation processes, including the nonadiabatic transitions via the intermediate valence configurations and the resonance (nonresonance) transfer of internal energy as a result of the collisional processes followed by the thermalization of medium. This is evident from the rise in its temperature with increasing altitude in the range 40-60 km. It is significant that the l - mixing process for these states is strongly suppressed, and the influence of medium is significantly reduced [11]. This is particularly important for the formation of frequency profile of the IR radiation [7], as measured in [4]. A direct indication of this fact is the presence of a characteristic decrease in intensity with increasing frequency radiation on the position of the first peak (with a wavelength of about 20 microns) to low (close to 15 microns), which is associated with the process l - mixing. It should be also pointed out that the IR radiation coming from the altitudes higher than 120 km cannot, basically, have such a relief structure.

The distinction between the actions of the photoionized and recombining plasma on the distortion of satellite GPS signals and the attendant errors in positioning is clearly seen from the observed time dependence of positioning error. In the first case, a sharp and short-lived (down to 20 min) peak appears with an positioning error of more than 50 m). The second case corresponds to the formation of a bell-shaped dependence with a characteristic width of several hours and positioning error of 15-20 m.

The propagation of the satellite GPS signal is accompanied by two physical processes. The first is associated with the resonance absorption followed by induced reemission of an electromagnetic wave from the Rydberg states of quasimolecules $A**N_2$ and $A**O_2$ with a time delay of $10^{-5} - 10^{-6}$ s in one scattering event. The second one is caused by the incoherent plasma radiation. These processes superpose independently on one another. The most characteristic feature of the resonance absorption of electromagnetic wave followed by radiation is that the envelope of resonance intensity profile rises by a factor of 2-3 and the phase shift forms. It is precisely these two processes that are responsible for the increase in intensity and disappearance of the GPS signal, as observed in [3]. This indicates that the emitted and received signals differ from one another.

Conclusion

Thus, the physical cause of the time delays and phase shifts in the signals received from the global navigational satellite systems is associated with a cascade of resonance reemission from the Rydberg states of quasimolecules $A * *N_2$ and $A * *O_2$ in the atmospheric E and D layers; i.e., it is dictated by the quantum properties of medium in which the signal propagates. Note in conclusion that the systematic analysis of the long-wave portion of IR spectrum observed in [4] (for the $\Delta n = 1$ transitions) from the radiating D layer over a long period of time under conditions of strong magnetic storms should be an independent line of investigation. This spectral range falls on the interval 10 < n < 40 of principal quantum numbers, where the *l*-mixing process is effective enough [14]. The above-listed features of frequency profile should appear in this case as well. As distinct from the radiation from the $A * *N_2$ and A * $*O_2$ quasimolecules in the decimeter range ($\Delta n = 0$ transitions), the spectral pattern of the $nL \rightarrow (n-1)L'$ transitions should be more cumbersome. This fact can form a basis for the IR layerwise scanning of D layer and diagnostics of plasma parameters, including the determination of the Rydberg state populations. Simultaneous calculation in frame of the UHF radiation theory [8] and measurement in real-time data on the long-wave infrared radiation will solve this problem only. Positioning errors of the GPS may be used to determine key ionospheric parameters: temperature and electron density, concentration of neutral medium component, etc.

References

- 1. http://gps.ece.cornell.edu/realtime.php
- Cerruti A.P., Kintner Jr. P.M., Gary D.E., et al. Effect of intense December 2006 solar radio bursts on GPS receivers. // Space Weather. – 2008. V. 6. - S10D07.
- Afraimovich E.L., Astafieva E.I., Berngardt O.I., et al. Mid-latitude amplitude scintillation of GPS signals and GPS performance slips at the auroral oval boundary. // Radiophysics and Quantum Electronics. – 2004. - V. 47. - N 7. - P.453-468.

- Mlynczak M.G., D.G. Johnson D.G., Latvakovski H., et al. First light from the far-infrared spectroscopy of the troposphere (FIRST) instrument. // Geophys. Res. Lett. – 2006. - V. 33. - L07704.
- Thessin R.N. Atmospheric signal delay affecting GPS measurements made by space vehicles during launch, orbit and reentry. - California: Massachusetts Institute of Technology, 2005. 186 P. - dspace.mit.edu/handle/1721.1/33211
- Golubkov G.V., Manzhelii M. I., Karpov I.V. Chemical Physics of the Upper Atmosphere. // Russian Journal of Physical Chemistry B. - 2011. - V. 5. N 3. - P. 406-411.
- 7. Golubkov G.V. Influence of the medium on the electromagnetic radiation spectrum of highly excited atoms and molecules. // Russian Journal of Physical Chemistry B. 2011.
 V. 5. N 6. P. 925-930.
- Golubkov G.V., Golubkov M.G., Manzhelii M.I. Microwave radiation in the upper atmosphere of the earth during strong geomagnetic disturbances. // Russian Journal of Physical Chemistry B. – 2012. V. 6. - N 1. - P. 112-127.
- Golubkov G.V., Golubkov M.G., Manzhelii M.I. Microwave and IR radiation of the upper atmosphere during periods of enhanced solar activity. // Doklady Phisics. - 2012. - V. 57
 - No. 12. - P. 461-464.
- Avakyan S. V. Physics of the solar-terrestrial coupling: Results, problems, and new approaches. // Geomagn. Aeronomy. 2008. V. 48. N 4. P. 417-424 (2008)
- Golubkov G.V., Golubkov M.G., Ivanov G.K. Rydberg States of Atoms and Molecules in a Field of Neutral Particles. In: The Atmosphere and Ionosphere: Dynamics, Processes and Monitoring. / Eds. V.L.Bychkov, G.V.Golubkov, A.I.Nikitin. New York: Springer, 2010. - P. 1-68.
- 12. Oyama K.I., Abe T., Mori H. et al. Electron temperature in nighttime sporadic E layer at mid-latitude. // Ann.Geophys. 2008. V. 26. P.533-541.
- Barabash V., Osepian A., Dalin P. et al. Electron density profiles in the quiet lower ionosphere based on the results of modeling and experimental data. // Ann. Geophys. – 2012. - V. 30. - N 9. - P. 1345-1360.
- Golubkov, G.V., Ivanov G.K., Balashov E.M., Golubkov M.G. l-mixing and dissociation of Rydberg molecules accompanying slow collisions with inert-gas atoms. // JETP – 1998.
 V. 87. - N 1. - P. 56-63.

Дециметровое и инфракрасное излучения нижней ионосферы в периоды повышения солнечной активности

Голубков Г.В., Манжелий М.И.

Институт химической физики им. Н.Н. Семенова РАН, Россия

Во время геомагнитных возмущений в Е- и D-слоях ионосферы происходит значительный отрыв электронной температуры T_e от температуры среды T_s , т.е. $T_e \ll T_s$. В результате устанавливается двухтемпературная слабоионизованная рекомбинационная плазма, параметры которой достаточно надежно определяются на основании прямых ракетных измерений. Так как частота соударений электронов с нейтральными частицами среды порядка $10^{12} - 10^{14}$ с⁻¹, в плазме формируются два локальных распределения по энергиям дискретных состояний атомов и молекул. Первое (с температурой T_e) соответствует высоковозбужденным ридберговским состояниям, расположенным выше некоторой энергии E_* (горлышка стока). Она находится из условия минимума константы скорости тушения за счет переходов в нижележащие состояния. Второе (с температурой среды T_s) относится к низколежащим состояниям. Положение узкого места находится из условия минимума константы скорости тушения за счет переходов в нижележащие состояния.

В докладе обсуждаются основные механизмы процессов заселения и тушения ридберговских состояний в рекомбинационной двухтемпературной плазме. Важнейшим из них является процесс *l*-перемешивания, приводящий к образованию орбитально вырожденных квазимолекул $A^{**}N_2$ и $A^{**}O_2$. Заселенности ридберговских состояний квазимолекул зависят от концентрации среды, потока и температуры электронов. Рассмотрен спектр некогерентного излучения дециметрового диапазона для переходов между расщепленными уровнями этих квазимолекул. Показано, что он является неоднородным и содержит три диапазона частот, в которых происходит заметное уменьшение интенсивности излучения. Физическая причина формирования этих диапазонов обусловлена сдвигом спектров излучения квазимолекул, содержащих невозбужденные молекулы N_2 и O_2 . Образование ридберговских квазимолекул сопровождается интенсивным сверхфоновым инфракрасным (ИК) излучением, по спектру которого можно восстанавливать послойные распределения заселенностей ридберговских частиц в D- и E-слоях атмосферы.

Воздействие вариаций коротковолновой солнечной радиации на состав и динамику атмосферы по данным наблюдений и модельным расчетам

ГРУЗДЕВ А.Н.¹, БЕЗВЕРХНИЙ В.А.¹, ШМИДТ Х.², БРАССЁР Г.П.³

¹Институт физики атмосферы им. А.М. Обухова РАН, Россия

²Институт метеорологии им. Макса Планка, Германия

³Климатический сервисный центр, Германия

a.n.gruzdev@mail.ru, vabezv@mail.ru, hauke.schmidt@zmaw.de, guy.brasseur@hzg.de

Проблема влияния вариаций уровня солнечной активности на климат Земли привлекает внимание исследователей на протяжении очень многих лет. Ключевое значение в этой проблеме имеет понимание и оценка роли динамических процессов в атмосфере, поскольку до сих пор нет достаточно удовлетворительного согласия между результатами анализа данных наблюдений и результатами моделирования влияния солнечной активности на земную атмосферу [1].

Поток коротковолновой солнечной радиации на верхней границе земной атмосферы испытывает вариации в широком диапазоне временных масштабов. Среди них – колебания с периодами около 11 лет (11-летний цикл), 2-2.5 лет (квазидвухлетний цикл) и 27 суток (27-суточный, или вращательный цикл). Амплитуда 27-суточного цикла может достигать 60% от амплитуды 11-летнего цикла, в то время как квазидвухлетние вариации потока солнечной радиации в несколько раз слабее. В докладе представлены результаты, касающиеся некоторых эффектов этих трех солнечных циклов в средней атмосфере Земли.

Влияние 27-суточного солнечного цикла на атмосферу изучалось нами с помощью химико-климатической модели HAMMONIA [2, 3]. В то время как термический и химический отклики в верхней атмосфере очень отчетливы и постоянны при неизменном форсинге, отклики в стратосфере и мезосфере имеют перемежающийся характер и очень изменчивы во времени (рис. 1). Отклики во внетропических широтах в целом зависят от сезона, и их чувствительность зимой часто больше, чем летом. Модельные результаты показывают, что важную роль в отклике стратосферы на 27-суточный солнечный цикл могут играть динамические процессы.



Важнейший компонент атмосферной циркуляции – квазидвухлетние колебания зональной скорости экваториального стратосферного ветра, оказывающие значительное влияние и на динамику атмосферы средних и полярных широт [1]. По данным измерений нами обнаружена высокая когерентность квазидвухлетних колебаний зональной скорости экваториального стратосферного ветра с аналогичными вариациями ультрафиолетовой солнечной радиации [4, 5]. Колебания скорости ветра в окрестности слоя стратопаузы (~50 км) происходят в фазе с солнечными квазидвухлетними вариациями (кривая 1 на рис. 2).
Функция озонного нагревания атмосферы имеет максимум в окрестности стратопаузы, а меридиональный градиент концентрации озона в этом слое в окрестности экватора испытывает квазидвухлетние вариации, противоположные по фазе квазидвухлетним вариациям ультрафиолетовой солнечной радиации. Вызванные этим вариации озонных притоков тепла могли бы, в соответствии с уравнением термического ветра, служить причиной синхронизации квазидвухлетних колебаний скорости ветра с солнечными вариациями [5].



Рис. 1. Логарифм спектральной плотности отношения смеси озона в зависимости от времени на высотах 35 км и 100 км на экваторе (a, б) и на широте 50° с.ш. (в, г). Единицы спектральной плотности: $MЛH^{-2}$ сут.



Рис. 2. Запаздывание квазидвухлетних колебаний зональной скорости экваториального ветра (1) и меридионального градиента отношения смеси озона на экваторе (2) относительно квазидвухлетних вариаций потока солнечной радиации. Штриховые участки кривых соответствуют колебаниям, сдвинутым по фазе на полпериода относительно истинных колебаний, сплошные участки – вариациям без фазового сдвига, пунктир – интерполяция между этими участками.

По данным наземных измерений нами обнаружено влияние 11-летнего цикла солнечной активности на общее содержание двуокиси азота (сосредоточена в основном в стратосфере) в средних и полярных широтах [6, 7]. Содержание NO_2 в средних широтах северного и южного полушарий уменьшается при изменении уровня солнечной активности от минимума к максимуму (рис. 3). Влияние 11-летнего солнечного цикла на стратосферное содержание NO_2 противоположно по знаку влиянию на стратосферное содержание озона (треугольники на рис. 3). Амплитуда наблюдаемых изменений содержания NO_2 многократно превышает отклик NO_2 на 11-летний солнечный цикл, оцененный в численных расчетах с двумерной моделью фотохимических, радиационных и динамических процессов SOCRATES [6] (кривая на рис. 3).

Анализ данных наблюдений и модельные расчеты показали, что 11-летний солнечный цикл оказывает существенное влияние на меридиональный перенос стратосферного озона в зимний период, особенно значительное в северном полушарии [8]. Приток озона в средние широты возрастает при высоком уровне солнечной активности по сравнению с притоком в



Рис. 3. Изменение содержания NO2 в вертикальном столбе стратосферы от фазы минимума к фазе максимума солнечной активности в зависимости от широты по данным утренних измерений (кружки) и по расчетам с помощью модели SOCRATES (кривая). Вертикальные отрезки соответствуют 95%-м доверительным интервалам. Треугольниками показаны аналогичные изменения общего содержания озона.

период минимума солнечной активности. По данным моделирования этот механизм обеспечивает до 30% зимнего увеличения содержания озона в слое озонного максимума (около 22 км) в средних широтах южного полушария в условиях максимума солнечной активности (рис. 4). В средних широтах северного полушария этот механизм вносит основной вклад в изменения содержания озона в этом слое во второй половине зимы при вариациях уровня солнечной активности.



Рис. 4. Локальная когерентность между индексом солнечной активности $F_{10.7}$ и скоростью экваториального стратосферного ветра на изобарической поверхности 15 гПа. Области положительных значений оконтурены. Значения, по модулю меньшие 0.6, не показаны.

Выделена также квазидесятилетняя компонента изменчивости скорости экваториального стратосферного ветра [4]. Локальная (по времени) когерентность между скоростью ветра и уровнем солнечной активности в окрестности периода солнечного цикла принимает высокие значения для большинства солнечных циклов, за исключением короткого интервала длительностью в несколько лет, последовавшего за извержением вулкана Пинатубо в 1991 г. (рис. 5). 11-летние колебания скорости ветра на изобарической поверхности 15 гПа (~30 км) до 1992 г. происходили примерно в фазе (с запаздыванием около 1 года), а в период с 1997 г. по 2007 г. – примерно в противофазе с солнечным циклом.

На рис. 6 приведено вертикальное распределение фазы 11-летних вариаций скорости экваториального ветра относительно фазы 11-летнего цикла солнечной активности для временного интервала 1953-1989 гг. Отметим две особенности этого распределения. Вопервых, колебания скорости ветра выше и ниже 30 км почти противофазны (ср. сплошную и штриховую части кривой). Во-вторых, высотный ход фазы 11-летних вариаций скорости ветра примерно следует (с учетом противофазности выше и ниже 30 км) высотному ходу фазы квазидвухлетних колебаний скорости ветра, по крайней мере, на высотах 25-33 км.



Рис. 5. Фазовая задержка вариаций зональной скорости экваториального ветра относительно вариаций индекса солнечной активности F10.7 на масштабах 11-летнего цикла (1) и квазидвухлетней цикличности (2). Штриховой участок соответствует дополнительному сдвигу фазы на половину периода солнечного цикла.

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ (проекты № 12-05-00938 и 13-05-00187), программ РАН и Немецкого научного общества (Deutsche Forschungsgemeinschaft).

Литература

- Gray L.J., Beer J., Geller M. et al. Solar influence on climate // Reviews of Geophysics. - 2010. - V. 48. - RG4001, doi:10.1029/2009RG000282.
- 2. Gruzdev A.N., Schmidt H., Brasseur G.P. The effect of the solar rotational irradiance variation on the middle and upper atmosphere calculated by a three-dimensional chemistry-climate model // Atmospheric Chemistry and Physics. 2009. V. 9. № 2. P. 595-614.
- Schmidt H., Kieser J., Misios S., Gruzdev A.N. The atmospheric response to solar variability: Simulations with a general circulation and chemistry model for the entire atmosphere. – In F.-J. Luebken (ed.): Climate And Weather of the Sun-Earth System (CAWSES). – Springer, Dordrecht, the Netherlands, 2013. – P. 585-604.
- Безверхний В.А., Груздев А.Н. О связи квазидесятилетних и квазидвухлетних колебаний солнечной активности и экваториального стратосферного ветра // Доклады Академии наук. – 2007. – Т. 415. – № 6. – С. 809-813.
- 5. *Груздев А.Н., Безверхний В.А.* О возможном влиянии озона на квазидвухлетнюю цикличность в экваториальной стратосфере // Доклады АН. 2010. Т. 434. № 3. С. 395-400.
- 6. *Груздев А.Н.* Широтная зависимость вариаций стратосферного содержания NO₂ // Известия РАН. Физика атмосферы и океана 2008. Т. 44. № 3. С. 345-359.
- Gruzdev A.N. Latitudinal structure of variations and trends in stratospheric NO₂ // International Journal of Remote Sensing – 2009. – V. 30. – No. 15. – P. 4227-4246.
- 8. *Груздев А.Н., Брассёр Г.П.* Воздействие 11-летнего цикла солнечной активности на характеристики годового хода общего содержания озона // Известия РАН. Физика атмосферы и океана. 2007. Т. 43. № 3. С. 379-391.

Effect of variations in short wave solar radiation on atmosphere composition and dynamics according to observations and modeling

Gruzdev A.N.¹, Bezverkhny V.A.¹, Schmidt H.², Brasseur G.P.³

¹ A.M. Obukhov Institute of Atmospheric Physics, Russia
 ² Max Planck Institute for Meteorology, Hamburg, Germany
 ³ Climate Service Center, Hamburg, Germany

Short wave solar radiation flux at the top of the Earth's atmosphere undergoes variations within a broad range of time scales. Among them are the oscillations with periods of about 11 years (11-year cycle), 2-2.5 years (quasi-biennial cycle), and 27 days (27-day or rotational cycle). The amplitude of the 27-day cycle may approach 60% of the amplitude of the 11-year cycle, while the quasi-biennial variations of the solar radiation flux are several times weaker. In this report, we present the results, concerning some effects of the three solar cycles on the Earth's middle atmosphere.

The effect of the 27-day solar cycle on the atmosphere was studied by the HAMMONIA chemistry climate model. While the thermal and chemical responses are very distinct and permanent in the upper atmosphere under a constant forcing, the responses in the stratosphere and mesosphere have intermittent character and vary considerably in time. In the extratropics the responses are, in general, seasonally dependent with frequently stronger sensitivities in winter than in summer. The model results show, that dynamical processes may play an important role in the stratospheric response to the 27-day solar cycle.

The most important component of the atmospheric circulation is the quasi-biennial oscillations in zonal velocity of equatorial stratospheric wind, which affect considerably the dynamics of the atmosphere in the middle and polar latitudes. We found a high coherence of quasibiennial oscillations in stratospheric wind velocity with similar variations in short wave solar radiation. The oscillations in wind velocity near the stratopause layer are in phase with the quasi-biennial solar variations. We show, that the meridional gradient of ozone concentration in this layer undergoes quasi-biennial variations which, according to the thermal wind equation, could bring about the synchronization of quasi-biennial oscillations in the wind velocity with solar variations.

Using the measurement data, we found the effect of the 11-year cycle in solar activity on stratospheric nitrogen dioxide in the middle and polar latitudes. It is opposite in sign to the effect of the 11-year cycle on stratospheric ozone. Analysis of observational data and model calculations show, that the 11-year solar cycle affect significantly the meridional transport of stratospheric ozone in winter time, especially in the northern hemisphere. We also found an 11-year cycle in the velocity of the equatorial stratospheric wind. The vertical profile of the phase of the 11-year oscillations in wind velocity is similar to the profile of the phase of quasi-biennial oscillations. Additionally, we revealed an 11-year modulation of the period and amplitude of quasi-biennial oscillations in wind velocity themselves.

О влиянии рентгеновских источников на амплитуду суточных периодов ОНЧ-излучений

Дружин Г.И., Мельников А.Н., Чернева Н.В.

Институт космофизических исследований и распространения радиоволн ДВО РАН, Россия

drug@ikir.ru, mukamol@yandex.ru, nina@ikir.ru

Основным фактором, воздействующим на область Д ионосферы, а следовательно, и на условия распространения радиоволн в диапазоне очень низких частот, является рентгеновское излучение Солнца [<u>http://ru.wikipedia.org/wiki</u>, 1, 2]. Небольшое влияние оказывают дополнительные слабые источники ионизации: метеориты, сгорающие на высотах 60— 100 км, космические лучи, энергичные частицы магнитосферы, заносимые в этот слой во время магнитных бурь. В спектральных характеристиках принимаемых ОНЧ-излучений могут проявляться суточное вращение Солнца (~ 27 дней), вращение Луны (29,5 дней) и индустриальная деятельность человека (недельный цикл) [3].

В докладе приводятся результаты спектрального анализа шумовых ОНЧ излучений и излучений от грозовых разрядов в диапазоне периодов, близких к суточному вращению Земли относительно Солнца и звезд. Полученные результаты могут способствовать более полному пониманию процессов, влияющих на характеристики D области ионосферы от излучений, приходящих из космического пространства.

Регистрация шумовых излучений проводилась с применением многоканального OHЧрегистратора, находящегося на Камчатке, в экспедиционном пункте р. Карымшина (j= $52^{0}49$ N, l= $158^{0}07^{/}$ E), позволяющего регистрировать сигналы на фиксированных частотах в узких частотных полосах. OHЧ-регистратор состоит из стовитковой рамочной антенны, предварительного усилителя, расположенного непосредственно у основания антенны, кабельной линии связи, устройства фильтрации сигнала, выходного устройства. Рамочная антенна имеет геометрические размеры 7,5х15 м и ориентирована своей плоскостью в направлении восток — запад.

Для спектрального анализа ОНЧ-шумов был выбран промежуток времени T=10 лет и были построены периодограммы в диапазоне периодов, близких к суточному, на трех регистрируемых частотах (рис. 1).

Из рис. 1 видно, что на всех частотах отчетливо проявляются 2 основных максимума с периодами 1440 мин (24 ч) и 1436 мин (23ч 56 мин). Видно также, что спектральные составляющие 1440 мин и 1436 мин уверенно разделяются (разрешающая способность по периоду составляет 0,4 мин). Первый (самый большой) максимум совпадает с суточным вращением Земли (1440 мин) относительно Солнца, второй (меньшей амплитуды) — с суточным вращением Земли относительно звезд — 23 часа 56 минут (1436 мин).

Для регистрации электромагнитных излучений от грозовых разрядов в ИКИР ДВО РАН создан ОНЧ-пеленгатор, способный принимать сигналы в диапазоне частот от 3 кГц до 60 кГц, приходящих с различных азимутальных направлений. ОНЧ-пеленгатор находится на Камчатке, в с. Паратунка (j=52⁰58N, l=158⁰15E), на территории ИКИР и состоит из антенной системы, предварительных усилителей, блоков аналоговой и цифровой обработки сигнала. Антенная система имеет две взаимно-перпендикулярные рамочные антенны и одну штыревую антенну.

Грозовые разряды регистрировались при превышении порогового уровня 1 В/м. За пятилетний промежуток времени (2002 — 2006 гг.) подсчитывалось почасовое количество атмосфериков, пришедших с азимутальных направлений: $0^0 - 90^0$; $90^0 - 180^0$; $180^0 -$



Рис. 1. Периодограммы огибающей ОНЧ-шумов (за 1997-2006 гг.) в трех частотных полосах.

 $270^0; 270^0-360^0,$ затем выполнялся спектральный анализ, результат которого представлен на рис. 2.

Из рис. 2 видно, что наибольшая амплитуда колебаний с периодами 1436 и 1440 мин наблюдается с азимутального сектора $180^{0} - 270^{0}$, то есть с юго-западного направления. Наименьшая — с северо-восточного $(0^{0} - 90^{0})$ и северо-западного $(270^{0} - 360^{0})$ направлений. Разрешающая способность в этом случае составила 0,8 мин.

Отметим, что на периодограммах, представленных на рис. 1 и рис. 2, уверенно выделяется составляющая, связанная с излучением галактического происхождения (1436 мин). Причиной появления этой составляющей могут быть рентгеновские источники галактики, воздействующие на области D и E ионосферы.

С.Л. Мандельштам [http://w-rabbit.narod.ru/raznoe/rentgen.htm] пишет, что у границы земной атмосферы поток рентгеновского излучения Солнца в области 1 — 10 ангстрем составляет 10^{-4} эрг/(см²с), а наиболее сильный источник галактики находится в созвездии Скорпиона Sco X-1, поток от которого составляет $5 \cdot 10^{-7}$ эрг/(см²с). Имеется около сотни дискретных рентгеновских источников. Также рентгеновское излучение наблюдается из рентгеновского хребта Галактики и представляет собой протяженное излучение малой поверхностной яркости, расположенное в виде полосы шириной около 1 — 2 градусов вдоль галактической плоскости [http://ru.wikipedia.org/wiki]. Из этого следует, что рентгеновское излучение галактики способно влиять на уровень ионизации области D ионосферы и, как видно из рис. 1 и рис. 2, это влияние приводит к появлению максимума амплитуды на периоде 1436 мин.

Таким образом, анализ данных регистрации естественных электромагнитных излучений на частотах 0.7, 1.2 и 5.3 кГц за 1997 — 2006 гг. показал, что в спектрах огибающей ОНЧ-шумов имеются суточные максимумы, совпадающие с периодами вращения Земли относительно Солнца (1440 мин) и относительно звезд (1436 мин). Анализ пеленгационных наблюдений, выполненный за 2002-2006 гг. в полосе частот 3 — 60 кГц показал, что эти периоды (1440 мин и 1436 мин) также наблюдаются и в спектрах импульсных сигналов атмосфериков. Наибольшая амплитуда в спектральных составляющих принятых излучений



Рис. 2. Периодограммы (за 2002-2006 гг.), полученные с различных азимутальных направлений, с применением ОНЧ-пеленгатора.

приходится на период, совпадающий с периодом вращения Земли относительно Солнца, и наблюдается с юго-западного направления. В северо-западном или северо-восточном направлениях амплитуды сигналов с периодами 1440 мин и 1436 мин сравнимы по величине.

Наиболее вероятной причиной возникновения периодов в ОНЧ-излучениях, совпадающих с периодами вращения Земли относительно Солнца и относительно звезд, является рентгеновское излучение Солнца и галактическое рентгеновское излучение.

Литература

- 1. *Мурзаева Н.Н.* Связь ОНЧ излучения верхней атмосферы с другими геофизическими явлениями. Якутск: изд. ЯФ СО АН СССР. 1977. С. 21-24.
- 2. Муллаяров В.А., Каримов Р.Р., Козлов В.И., Мурзаева Н.Н. Метеорология и гидрология. 1998. №8. С.48-56.
- 3. *КозловВ.И., Муллаяров В.А.* Грозовая активность в Якутии. Якутск: изд. ЯФ СО РАН. 2004. 104 с.

X-ray source effect on VLF radiation diurnal period amplitude

Druzhin G.I., Mel'nikov A.N., Cherneva N.V.

Institute of Cosmophysical Researches and Radio Wave Propagation FEB RAS, Russia

On the basis of observation data at "Karymshina" and "Paratunka" sites (Kamchatka), spectral analysis of natural VLF noise envelope for the frequencies of 0.7, 1.2, 5.3 kHz for 1997 - 2006 and of pulse radiation (atmospherics) in the frequency band of 3 - 60 $\kappa\Gamma\eta$ for 2002 - 2006 was carried out. It has been shown, that in noise and pulse components there are diurnal maxima, which coincide with the Eath rotation periods relative to the Sun (1440 min) and relative to stars (1436 min). It has been concluded, that not only the Sun X-ray radiation but also the Galaxy X-ray radiation may affect the level of ionization of ionosphere D layer.

Особенности генерации солнечным терминатором волновых пакетов, полученные по данным GPS в течение 2008 г. в различных широтных регионах

Едемский И.К., Малькова П.Л., Ясюкевич Ю.В. Институт солнечно-земной физики СО РАН, Россия

Солнечный терминатор (СТ) является областью перехода от дневных условий к ночным и наоборот. Данное явление затрагивает все слои атмосферы, характеризуется глобальной протяженностью и строгой регулярностью, что делает его крайне интересным объектом исследований. Эффекты СТ в атмосфере и ионосфере исследуются достаточно давно, как в теоретическом [1], так и в экспериментальном плане, однако полностью изученным данное явление считать не следует.

С использованием методов GPS-радиозондирования ионосферы [2], в вариациях полного электронного содержания (ПЭС) были зарегистрированы генерируемые солнечным терминатором волновые пакеты среднего масштаба [3, 4]. Их амплитуда составляла, в среднем, порядка 0,15 TECU (1 TECU = 1016 эл./м2), период – порядка 20 мин. Возмущения данного типа наблюдались по всему Земному шару и демонстрировали выраженную связь с прохождением СТ [3]. В дальнейшем было установлено, что время начала регистрации относительно времени прохождения СТ изменяется в течение года. При этом, данное изменение находится в хорошем согласовании со временем прохождения СТ в точке, сопряженной точке наблюдения по магнитному полю [5]. Была предложена гипотеза о переносе генерируемого СТ возмущения волнами медленного магнитного звука в другое полушарие [5]. Проведенное моделирование показало, что периоды наблюдаемых ВП хорошо согласуются с первыми гармониками собственных колебаний на оболочках тех широт, где проводились наблюдения [6].

На рис. 1а схематически показан механизм распространения генерируемого вечерним СТ возмущения в другое полушарие. Проходя над территорией Австралии, вечерний солнечный терминатор, возмущая ионосферу, вызывает генерацию МГД волны, которая распространяется в Северное полушарие. Эта волна вызывает возмущение электронной концентрации, которое регистрируется нами в ПЭС в виде волновых пакетов. На рис. 16 показана карта вариаций ПЭС над Японией за несколько часов до прохождения вечернего СТ. Фиолетовыми линиями отмечены положения максимумов фазы; синей – линия, точки которой сопряжены по магнитному полю точкам линии солнечного терминатора (линия магнитосопряженного СТ, МССТ). Как видно, линии фазового фронта расположены параллельно линии МССТ, что является сильным аргументом в пользу гипотезы о МГД природе наблюдаемых возмущений.

Вследствие наклона линии CT относительно экватора, разница между временем его прохождения в локальной и магнитосопряженной точках будет увеличиваться с увеличением широты. Мы проводили такие наблюдения для двух регионов Японии по данным за три летних дня 2008 г и показали наличие согласования времени начала регистрации ВП с прохождением MCCT [7]. Следует отметить, что данные наблюдения велись в достаточно узком широтном диапазоне и в очень коротком временном промежутке.

На рис. 2 представлены годовые вариации распределения числа волновых пакетов в системе локального времени вечернего терминатора [3] для пяти широтных регионах США (слева) и Бразилии (справа), рассчитанные по данным за 2008 год. Распределения нормированы так, чтобы наибольшему значению соответствовала единица. Зеленой линией отмечено время прохождения МССТ для каждого региона. Две линии на графиках для США отмечают прохождение МССТ на границах рассматриваемого региона.



Рис. 1. Схема механизма генерации возмущения солнечным терминатором и его распространения в другое полушарие вдоль силовой линии магнитного поля – а); согласование наклона фазового фронта возмущений и линии, сопряженной линии СТ по магнитному полю – б).



Рис. 2. Годовые вариации числа волновых пакетов в системе локального времени вечернего CT, рассчитанные для различных широтных регионов США (слева) и Бразилии (справа), по данным за 2008 г.

Для распределений, полученных по данным США видно хорошее согласование изменения времени начала регистрации в течение года с изменением времени прохождения СТ в магнитосопряженной области. Можно также видеть, что эффект вечернего СТ наиболее выражен в летнее время, уменьшаясь при переходе к зиме. Это подтверждает данные динамических спектров вариаций ПЭС, полученных для региона США ранее [5]. В области отрицательных значений на шкале времени можно видеть эффект утреннего СТ. На графиках хорошо видна цикличность данных эффектов – на границах оси ординат картина замыкается.

Распределения, полученные по данным Бразилии, не позволяют сделать однозначных выводов о наличии выраженного согласования начала регистрации волновых пакетов с прохождением МССТ. Следует сказать, что магнитогидродинамический механизм генерации ВП предлагался для областей средних широт, где условия распространения медленного магнитного звука оптимальны [6]. При переходе к более низким широтам и, соответственно, к магнитным оболочкам с малыми L, условия генерации собственных колебаний таких частот перестают выполняться. Кроме того, над территорией Бразилии располагается область экваториальной аномалии, фоновые условия в которой, очевидно, значительно отличаются от среднеширотных. Совокупностью этих факторов, по-видимому, и объясняется наблюдаемая картина. Данный вопрос требует дальнейшего изучения, с привлечением как теоретических исследований, так и экспериментальных наблюдений в других регионах приэкваториальной области.

Авторы благодарны Воейкову С.В. и Живетьеву И.В. за плодотворные дискуссии и помощь в работе. Мы также признательны сетям GPS-приемников SOPAC, GSI (GEONET) и LPIM за предоставление данных. Работа выполнена при поддержке РФФИ (гранты №12-05-31069_мол_а и №12-05-33032_мол_а_вед) и Министерства образования и науки (согл. №8699).

Литература

- 1. Сомсиков В.М. Солнечный терминатор и динамика атмосферы. Алма-Ата: Наука, 1983. 192 с.
- 2. *Афраймович Э.Л., Перевалова Н.П.* GPS-мониторинг верхней атмосферы Земли. Иркутск: ГУ НЦ РВХ ВСНЦ СО РАМН, 2006. 480 с.
- Афраймович Э.Л., Едемский И.К., Воейков С.В., Ясюкевич Ю.В., Жи-ветьев И.В. Перемещающиеся волновые пакеты, генерируемые солнечным тер-минатором в верхней атмосфере // Оптика атмосферы и океана. 2009. Т. 22, № 8. С. 753–759.
- Afraimovich E.L., Edemsky I.K., Voeykov S.V., Yasukevich Yu.V., Zhivet'ev I.V. Spatiotemporal structure of the wave packets generated by the solar terminator // Adv. Space Res. 2009. V. 44, N 7. P. 824–835.
- Afraimovich E.L., Edemsky I.K., Leonovich A.S., Leonovich L.A., Voeykov S.V., Yasukevich Yu.V. MHD nature of night time MSTIDs excited by the solar terminator // Geophys. Res. Let. 2009. V. 36. P. L15106.
- Leonovich A.S., Kozlov D.A., Edemsky I.K. Standing slow magnetospheric waves in a dipole-like plasmosphere // Planet. Space Sci. 2010. V. 58, N 11. P. 1425–1506.
- Едемский И.К., Воейков С.В., Ясюкевич Ю.В. Сезонные и широтные вариации параметров волновых возмущений МГД-природы, генерируемых солнечным терминатором. Современные проблемы дистанционного зондирования Земли из космоса. Т. 8, №4. С. 107-116 2011.

Features of wave packet generatin by solar terminator according to GPS data from different latitude regions for 2008

Edemskiy I.K., Malkova P.L., Yasyukevich Yu.V.

Institute of Solar-Terrestrial Physics SB RAS, Russia

Application of the earlier measurements of total electron content (TEC) variations allowed us to discover, that solar terminator (ST) passage generates middle scale wave packets. It was shown that wave packet registration time is different within a year and in a number of cases it may be observed before a ST. Registration beginning time agrees well with the moment of passage of a terminator at a magnetically conjugated region. The paper presents the results of observations of wave packets in TEC according to the data from different latitudinal regions in 2008. Peculiarities of wave packet parameter variations are shown in dependence on their geomagnetic latitude. For the middle latitude region, coincidence of registration of wave packet beginning with the moment of ST passage in the magnetically conjugated region is generally characteristic. In the Northern Hemisphere, registration of wave packets advances the appearance of evening ST in summer, when its inclination relatively the equator is maximal. The value of this advance grows with latitude but still coincides with the moment of ST passage in the magnetically conjugated region. Evening and morning ST effects appear the strongest at different time. In summer at middle latitudes, the evening terminator effect is the most vivid; in winter it is the morning one. On wave packet number distributions in the system of ST local time, the transition from winter conditions to summer ones is clearly defined. The results, obtained from the data of Brazil station network did not show a marked coincidence of the beginning of wave packet generation in this region with ST passage in a magnetically conjugated point. Evidently, it may be explained by allocation of the majority of these stations in the equatorial anomaly region. The work was supported by Russian Foundation for Basic Research (grants No. 12-05-33032-a and 12-05-31069-a) and by the Ministry of Education and Science of the Russian Federation (agreement No. 8699).

Токовые слои в магнитосферных хвостах Земли и Венеры

Зеленый Л.М., Артемьев А.В., Васько И.Ю., Петрукович А.А., Малова Х.В.,

Попов В.Ю.

Институт Космических Исследований РАН, Россия

vaskoiy@yandex.ru

Введение

Магнитосфера Земли формируется за счет взаимодействия плазмы солнечного ветра и магнитного диполя планеты. На ночной стороне Земли формируется магнитосферный хвост с вытянутыми в направлении Солнце-Земля силовыми линиями [1]. Вытянутая структура хвоста поддерживается за счет пересоединения межпланетного магнитного поля (ММП) с полем Земного диполя [2] либо за счет вязкого взаимодействия на магнитопаузе между потоком солнечного ветра и магнитосферой [3].

Несмотря на то, что Венера не обладает собственным магнитным полем [4], вокруг планеты так же формируется магнитосфера [5], которая приблизительно на порядок меньше магнитосферы Земли. На ночной стороне Венеры был обнаружен магнитосферный хвост [6], механизм формирования которого аналогичен механизму формирования хвостов комет [7]. Магнитосферный хвоста формируется за счет нагружения силовых трубок ММП ионосферной плазмой (в основном ионами O⁺). В результате центральные части силовых трубок движутся медленнее, чем их концы в магнитослое. Концы силовых трубок опережают центральные части, что ввиду вмороженности магнитного поля приводит к вытягиванию силовых линий в направлении Венера–Солнце.



Рис. 1. Рисунок показывает силовые трубки в магнитосферном хвосте Венеры в плоскости XZ_B . Ось X направлена против скорости солнечного ветра v_{sw} , ось Z_B направлена вдоль компоненты ММП, перпендикулярной оси X. Дополняет систему координат XY_EZ_B ось Y_E , которая выбирается стандартным образом.

Если ориентация магнитосферного хвоста Земли почти полностью определяется ориентацией диполя относительно набегающего потока солнечного ветра, то ориентация магнитосферного хвоста Венеры определяется направлением ММП. Схематичное изображение магнитосферного хвоста Венеры и системы координат XY_EZ_B приведено на Рис.1. В хвосте имеется главным образом две компоненты магнитного поля, B_x и B_z и одна компонента тока j_y , причем $B_x >> B_z$. В окрестности нейтральной плоскости $Z_B = 0$ компонента B_x меняет знак. Аналогично устроен хвост Земли за тем лишь исключением, что силовые линии выгнуты в обратном направлении (силовые линии замыкаются на Землю), а магнитосфера рассматривается в системе координат GSM (далее XYZ). Отметим, что для хвостов обеих планет амплитуды полей имеют близкие значения: $B_x \sim 15-30$ нT и $B_z \sim 2-6$ нT, поскольку определяются динамическим давлением солнечного ветра.

Область, в которой сосредоточен ток j_y , называется токовым слоем (TC). Толщина TC (вдоль оси Z) существенно меньше толщины магнитосферного хвоста. По современным представлениям плазменные процессы, происходящие в TC, ответственны за инициацию суббури в магнитосфере Земли [8,9]. Поэтому важным является исследование равновесной структуры и динамики TC. В настоящей работе представлены результаты исследований равновесной структуры TC в магнитосферных хвостах Земли и Венеры, которые основаны на измерениях спутников Cluster и Venus Express (VEX).

Механизмы, определяющие продольную структуру хвостов Земли и Венеры, различны. В частности, длина хвоста земной магнитосферы определяется механизмами формирования [2,3] и составляет ~100-200 $R_E(R_E \sim 6400 \ \kappa M)$. Длина хвоста Венеры определяется процессом распрямления силовых трубок ММП за счет силы натяжения силовых линий (Puc.1). В настоящей работе дана оценка длины магнитосферного хвоста Венеры и проводится сопоставление с длиной хвоста земной магнитосферы.

Модель тонкого токового слоя (TTC)

ТС является слабо двумерным плазменным равновесием, $B_x = B_x(\delta x, z)$ и $B_z = B_z(\delta x, z)$, где $\delta \sim B_z/B_x <<1$. Основной вопрос заключается в механизме формирования тока в TC и балансе давления вдоль оси X. Имеется два класса моделей, решающих этот вопрос [10]. В двумерных МГД моделях и их кинетических аналогах с изотропным давлением [11,12] ток обеспечивается градиентными дрейфами, все заряженные частицы захвачены, а баланс давления вдоль оси X поддерживается градиентом плазменного давления в этом направлении. Модели второго класса (TTC) являются одномерными и претендуют на описание локальной (по X) структуры TC [13,14]. В модели TTC ток переносится пролетными ионами на разомкнутых траекториях, которые размагничены в нейтральной плоскости, а баланс давления поддерживается недиагональными компонентами (p_{xz}) тензора давлений.

Мы опишем простейшую модель TTC [14] с магнитным полем $\mathbf{B} = B_x(z)\mathbf{e}_x + B_z\mathbf{e}_z$, где $B_x(z) = B_x(-z), B_x(z)|_{z\to\infty} \to B_0$ и $B_z = const << B_0$. Функция распределения (ф.р.) пролетных ионов на границе TC задается в виде распределения Максвелла и затем определяется внутри TTC по теореме Лиувиля. При этом используются точные интегралы движения (энергия и обобщенный импульс) и квази-адиабатический инвариант [15]. В модели также задаётся популяция захваченных частиц, плотность которых регулируется параметром k_{trap} [14]. Далее мы будем использовать безразмерные переменные $z\to z/\rho_0, b_x = B_x/B_0$, где $\rho_0 = mv_T/eB_0$. Самосогласованный профиль $b_x(z)$ находится из нелинейного уравнения типа уравнения Грэда-Шафранова [14]. Профиль $b_x(z)$ зависит от двух параметров ε и k_{tr} [14], где ε gпределяет отношение потоковой скорости частиц вдоль магнитного поля и тепловой скорости на границе токового слоя. Рис.2 иллюстрирует модель TTC.

Модель TTC позволяет учесть несколько ионных популяций, электронную компоненту, фоновую плазму, сдвиговую компоненту B_y магнитного поля [16,17]. В модели с несколькими ионными популяциями TC имеет многомасштабную структуру. Толщина каждого масштаба равна по порядку величины гирорадиусу соответствующей ионной популяции. Характерной особенностью модели является вложенность TC в более широкий плазменный слой (Puc.2). Критическим предсказанием модели является серповидная форма ф.р. ионов в плоскости (v_x, v_y) [16] (Puc.4b). Серповидная форма ф.р. соответствует пролетным частицам, которые размагничины в окрестности нейтральной плоскости и делают половину оборота в поле B_z .



Рис. 2. Профили магнитного поля $b_x(z)$, плотности тока и плотности плазмы в модели TTC ($\varepsilon = 1, k_{trap} = 1$). Плотности тока и плазмы нормированы на свои значения в нейтральной плоскости.

ТС в магнитосферном хвосте Земли

Данные о формировании в хвосте земной магнитосферы тонкого токового слоя стали доступны более тридцати лет назад благодаря двухспутниковой миссии ISEE [8,18]. На фазе сужения слоя толщина TC уменьшается вплоть до ~500 км, что соответствует величине протонного гирорадиуса. Такой TC оказывается вложенным в более широкий плазменный слой [8,19].



Рис. 3. Сопоставление профилей плотности тока (чёрные кривые) с моделью TTC (серые кривые)

Существенный прогресс в исследованиях TC связан с запуском четырехспутниковой миссии Cluster. Наличие четырех спутников позволяет определить распределение плотности тока, ориентацию и толщину TC и другие важные характеристики. Мы кратко остановимся на результатах исследования равновесной структуры TC в спокойных магнитосферных условиях. Статистические исследования показали, что TC почти всегда существенно тоньше плазменного слоя и вложен в него [20]. Профили плотности тока в TC имеют толщину порядка нескольких протонных гирорадиусов [21] и плохо описываются моделью TC Харриса [22], которая широко используется в качестве простейшей модели TC. Artemyev et.al. (2008) показал, что наблюдаемые профили плотности тока могут быть удовлетворительно объяснены в рамках модели TTC (Puc.3). На основе измерений функ-

ции распределения Artemyev et.al. (2009,2010) оценил долю пролетных частиц, которые поддерживают основной ток. Оказывается, что большая часть плазмы TC представляет собой фоновую плазму, тогда как ток переносится 10-30% более горячих пролетных частиц. Для отдельных случаев удалось восстановить функцию распределения пролётных частиц в токовом слое [25], которая имеет серповидную структуру (Рис.4). Данная структура хорошо описывается в рамках модели TTC. Убедительное свидетельство в пользу модели TTC было получено в работе [26], в которой также описаны наблюдения ф.р. протонов серповидной формы. Заметим, однако, что последняя работа относится к наблюдениям на фазе накопления перед разрывом TC.



Рис. 4. (a) Функция распределения пролетных ионов (серый цвет), наблюдаемая в эксперименте (b) Функция распределения пролетных ионов согласно модели TTC (из работы [25])

Ионная популяция плазмы TC хвоста состоит главным образом из протонов. Однако, в возмущенные периоды наблюдается существенная популяция ионосферных ионов O⁺ [27]. Наличие ионов O⁺ приводит к увеличению толщины TC и двухмасштабности профиля плотности тока [16] (Puc.5). В рамках модели TTC увеличение толщины TC объясняется большим гирорадиусом ионов O⁺, а двухмасштабная структура TC соответствует двум характерным масштабам модели– гирорадиусу протона и иона O⁺.



Рис. 5. Средние профили плотности тока для TC с малым (слева), средним (в центре) и большим (справа) содержанием ионов O⁺. Синим цветом показаны средние профили, а серым цветом показаны все профили плотности тока, по которым проводилось усреднение.

ТС в магнитосферном хвосте Венеры

Исследования хвоста Венеры начались с миссий Венера-9,10 и Pioneer Venus Orbiter (PVO). Исследования аппаратов Венера-9,10 относятся к ближнему хвосту $X \sim -3 R_V$. Ионная компонента плазмы состоит из протонов и ионов O⁺, температура ионов лежит в диапазоне от 100 эВ до 1 кэВ [28]. Исследования аппарата PVO относятся к дальнему хвосту $X \sim -10 R_V$. Moore et.al. (1990) обнаружил, что толщина TC не превосходит ~1500 км ($\sim R_V/4$), а температура плазмы равна ~1 кэВ.Характерные гирорадиусы протона и иона O⁺ в поле ~15 нТ [30] составляют ~200 км и ~800 км. Таким образом, толщина TC в дальнем хвосте составляет несколько ионных гирорадиусов. В настоящее время исследования хвоста основаны на данных аппарата VEX, которые относятся к ближнему хвосту.

Ориентация TC определяется компонентой \mathbf{B}_{\perp} MMП, которая перпендикулярна скорости солнечного ветра. Структуру TC удобно изучать в системе координат $XY_EZ_B(Puc.1)$. На Рис.6 представлены профили магнитных полей B_x , B_y , B_z для 4 пересечений TC Венеры. Относительно невысокое временное разрешение измерений параметров плазмы обеспечивает только одно-два измерения ф.р. на интервале пересечения слоя (серые интервалы на Рис.6). Измерения ф.р. предоставляют информацию о плотности протонов и ионов кислорода $n_{h,o}$ и о компонентах $v_{n,h}$, $v_{n,o}$ гидродинамических скоростей вдоль оси Z. Следуя работе [29] мы оцениваем температуру ионов и протонов из поперечного баланса давления, $T_{est} \sim B_0^2/8\pi (n_o + n_h)$.



Рис. 6. Профили компонент B_x (черный), B_y (красный), B_z (синий) магнитного поля для 4 пересечений TC хвоста Венеры.

В рамках нашей статистики из 13 пересечений TC, токовые слои могут быть разбиты на два класса. К первому классу относятся 8 TC, в которых профиль B_x является одномасштабным (см. TC№1,2 на Рис.6). Ко второму классу относятся 5 TC, в которых профиль B_x имеет два масштаба (TC№3,4). Отметим, что двухмасштабные TC пересекаются в среднем в пять раз дольше одномасштабных TC. Кроме того, в двухмасштабных слоях доминирующим типом частиц являются ионы O⁺. На Рис.7 представлены средние профили магнитного поля, которые построены с помощью метода "еросh technique" по восьми одномасштабным и пяти двумасштабным TC. Компоненты B_y и B_z постоянны поперек TC и $B_{y,z} \sim 0.1B_0$ для обоих классов TC.

Мы ограничимся сравнением наблюдаемых и теоретических профилей магнитного поля B_x безотносительно к толщине TC. Пространственные масштабы теоретических профилей нормируются на толщину TC. В модели TTC одномасштабный профиль соответствует ситуации, когда ток создается одной пролетной популяцией. Рис.8 показывает, что средний одномасштабный профиль B_x удовлетворительно описывается теоретическим профилем. Отметим, что согласно модели толщина TC равна нескольким гирорадиусам пролетных частиц. Двухмасштабный профиль B_x соответствуют ситуации, когда ток создается двумя пролетными популяциями (протонами и ионами O⁺). Двухмасштабный профиль B_x может быть также получен за счет большого количества захваченных частиц. В этом случае внутренний масштаб соответствует пролетной популяции частиц, а внешний масштаб



Рис. 7. Средние одномасштабный и двухмасштабный профили компонент B_x (черный), B_y (красный) и B_z (синий), построенные по методу *epoch technique*. На рисунке показаны полутолщины внутреннего и внешнего масштабов L_{in} и L_{out} .

поддерживается током захваченных частиц того же типа. Обе модели предсказывают, что толщина TC равна нескольки ионным гирорадиусам. Рис. 8 показывает, что средний двухмасштабный профиль может быть удовлетворительно описан в рамках обеих моделей.



Рис. 8. Рисунок представляет сравнение средних и теоретических профилей компоненты B_x . На рисунке (a) показана модель TTC, в которой ток переносится одной пролетной популяцией ($\varepsilon = 1$, $k_{trap} = 1$). На рисунке (b) показаны два теоретических профиля. В модели (A) ток переносится двумя пролетными популяциями, протонами (параметры ф.р. $\varepsilon = 1$, $k_{trap} = 1$) и ионами O⁺ (параметры ф.р. $\varepsilon = 1, k_{trap} = 1$). В модели (B) ток переносится пролетными и захваченными частицами одного сорта. Параметр $k_{trap} = 6$,что соответствует большому количеству захваченных частиц, а $\varepsilon = 1$.

Для оценки пространственных масштабов TC мы используем скорости $v_{n,og}$ $v_{n,hg}$ [31,32]. Оценки показывают, что толщина TC составляет несколько ионных гирорадиусов. Толщины одномасштабных и двухмасштабных TC близки к предсказаниям теоретических моделей. Грубость оценок толщины и температуры не позволяет, однако, сделать однозначный выбор между двумя моделями, описывающими двухмасштабные TC. Толщина двухмасштабных TC оказывается больше толщины одномасштабных. Отметим, что доминирование ионов O⁺ в двухмасштабных TC находится в согласии с предсказаниями модели TTC, согласно которой ионы кислорода приводя к увеличению толщины TC.

Оценка длины магнитосферного хвоста Венеры

Длина магнитосферного хвоста Земли определяется процессом пересоединения [2] либо вязким взаимодействием на границе магнитосферы [3] и составляет ~100-200 R_E . Длина хвоста Венеры определяется процессом распрямления силовых трубок за счет их натяжения. Вершина силовой трубки V (Рис.1) движется с ускорением за счет силы натяжения ~(j,B]. Через некоторое время скорость вершины V сравнивается со скоростью концов силовой трубки $K_{1,2}$, а растяжение силовой трубки сменяется ее сжатием.

На достаточном удалении от планеты силовые трубки движутся параллельно плоскости XZ_B . Вершина силовой трубки движется вдоль нейтральной плоскости TC со скоростью $v_x(x)$. Уравнение движения вершины имеет вид

$$\rho v_x \frac{\partial v_x}{\partial x} = -\frac{\partial}{\partial x} \left(p_0 + \frac{B_z^2(x)}{8\pi} \right) + \frac{B_z(x)}{4\pi} \left(\frac{\partial B_x}{\partial z} \right)_{z=0} \approx -\frac{\partial}{\partial x} \left(p_0 + \frac{B_z^2(x)}{8\pi} \right) + \frac{B_z(x)B_0(x)}{4\pi l(x)}$$
(1)

где $B_0(x)$ и $B_z(x)$ - поля на границе TC и в нейтральной плоскости, l(x) - толщина TC, а давлением в нейтральной плоскости $p_0(x)$ определяется их вертикального баланса давления $p_0(x) \approx B_0^2(x)/8\pi[33]$. Примем во внимание следующее: условие вмороженности $v_x B_z$ =const; соотношение $B_0(x) = B_z(x)L(x)/R(x)$, следующее из Рис.1, где L(x)- растянутость силовой трубки, а R(x)- радиус магнитосферного хвоста; условие сохранения числа частиц в элементе силовой трубки, расположенном при |z| < l(x) (т.к. большинство частиц заперто внутри TC). Радиус магнитосферного хвоста медленно растет с удалением от планеты [34,35], поэтому будем считать $R(x) = \text{const} = R(x_0) \sim 2.5 R_V$ [35]. Уравнение (1) с учетом этих условий может быть записано в следующем виде

$$\frac{1}{v_x(x_0)v_A^2}\frac{\partial v_x}{\partial x} = -\frac{L}{v_xR}\frac{\partial}{\partial x}\left(\frac{L}{v_xR}\right) + \frac{1}{v_x^2}\frac{L}{lR}, \quad L(x) = L(x_0) + \int_{x_0}^x (u-1)\,dx \tag{2}$$

где $v_A = B_z(x_0)/(4\pi\rho_0)^{1/2}$, $x_0 = -12R_V$ – точка, в которой задаются начальные условия для движения силовых трубок. Мы задаем начальное условие $v_x(x_0)$ и параметры v_A , $L(x_0)$ на основе экспериментальных данных аппарата PVO [30]. Координата точки, в которой распрямляется силовая трубка определяется из условия $\partial u/\partial x = 0$ (ускорение вершины обращается в нуль), находится из численного решения уравнения (2). Вариация толщины TC l(x)с удалением от планеты неизвестна. Предположение, что толщина TC равна радиусу магнитосферного хвоста $l(x)=R(x)=R(x_0)$ позволяет получить верхнюю оценку ~44 R_V длины хвоста. Предположение, что TC является тонким, $l(x) = l(x_0) = 0.25R_V$ [29] позволяет получить нижнюю оценку ~31 R_V . Точная оценка длины хвоста лежит в диапазоне от $31R_V$ до $44R_V$.

Заключение

В настоящей работе показано, что поперечная структура TC в магнитосферных хвостах Земли и Венеры может быть удовлетворительно описана в рамках модели TTC. Данные многоспутниковой миссии Cluster позволяют, конечно, провести более детальное сравнение наблюдаемых и теоретических профилей. Однако, даже в этом случае не может быть дан однозначный ответ на вопрос о природе тока и баланса давления в TC в спокойных условиях, поскольку все наблюдаемые характеристики могут быть сопоставлены с моделями лишь в локализованных по X областях спутниковых измерений. Убедительным свидетельством в пользу модели TTC может быть наблюдение ф.р. серповидной формы в центральной области токового слоя. К настоящему моменту ф.р. такой формы наблюдалась только для отдельных случаев пересечения TC, в то время, как статистика измерений пока что недоступна (см. обзор [10]). Поэтому вопрос о носителях тока и балансе давления в TC всё ещё требует дальнейших исследований.

Хотя поперечная структура магнитосферных хвостов Земли и Венеры сходна, продольная структура хвостов существенно отличается, поскольку различны механизмы их формирования. В настоящей работе мы оценили длину магнитосферного хвоста Венеры в рамках простой МГД модели и показали, что она в три-четыре раза меньше длины магнитосферного хвоста Земли.

Благодарность

Работа поддержана программой президиума РАН П-22, грантом РФФИ№12-02-31259, а также грантом по поддержке научных школ НШ623.2012.2

Литература

- 1. Ness N.F. The Earth's magnetic tail // J.Geophys.Res. 1965. V. 70. P. 2989.
- Dungey J.W. Interactions of solar plasma with the geomagnetic field // Planet. Space Sci. – 1963. –V. 10. – P. 233.
- 3. Axford W.I. Viscous interaction between the solar wind and the Earth's magnetosphere // Planet.Space Sci. 1964. V. 12. P. 45.
- Russell C. T. et.al. Limits of the possible intrinsic magnetic field of Venus // J.Geophys.Res. - 1980. - V. 85. - P. 8319.
- Breus T. K. Venus: review of present understanding of solar wind interaction // Space Sci.Rev. - 1979. - V. 23. - P. 253
- Ерошенко Е. Г. Эффекты униполярной индукции в магнитном шлейфе Венеры // Космические Исследования. – 1979. – Т. 17. – С. 93.
- 7. Alfven H. On the theory of comet tails // Tellus. 1957. V. 9. P. 92.
- 8. Sergeev V. A. et.al. Structure of the tail plasma/current sheet at $\sim 11R_E$ and its changes in the course of a substorm // J.Geophys.Res. – 1993. – V. 98. – P. 17345.
- Baumjohann W. et.al. Dynamics of thin current sheets: Cluster observations // Ann.Geophys. - 2007. - V.25. - P.1365.
- Zelenyi L.M. and Artemyev A.V. Kinetic structure of current sheets in the earth magnetotail // Space Sci. Rev. - 2012. - doi: 10.1007/s11214-012-9954-5
- 11. Birn J. The boundary value problem of magnetotail equilibrium // J.Geophys.Res. 1991. V. 96. P.19441.
- Birn J., Shindler K., M.Hesse Thin electron current sheets and their relation to auroral potentials // J.Geopphys.Res. - 2004. - V. 109. - A02217.
- Zelenyi L. M. et.al. Thin and superthin ion current sheets. Quasi-adiabatic and nonadiabatic models // Nonlinear Processes in Geophys. – 2000. – V. 7. – P. 127.
- Sitnov M. I. et.al. Thin current sheet embedded within a thicker plasma sheet: selfconsistent kinetic theory // J.Geophys.Res. – 2000. – V. 105. – P. 13029.

- Buchner J. and Zelenyi L.M. Regular and chaotic charged particle motion in magnetotaillike field reversals 1. Basic theory of trapped motion // J.Geophys.Res. – 1989. – V. 94. – P. 11821.
- Зеленый и др. Тонкие токовые слои в бесстолкновительной плазме: Равновесная структура, плазменные неустойчивости и ускорение частиц // Физика плазмы. – 2011. – Т. 37. – №2. – С.137.
- 17. Мингалев О.В. и др. Кинетические модели токовых слоев с широм магнитного поля // Физика плазмы. – 2012. – Т. 38. – №4. – С. 329.
- Mitchell D. G. et.al. Current carriers in the near-earth cross-tail current sheet during substorm growth phase // Geophys.Res.Lett. – 1990. – V. 17. – P. 583.
- McComas D. J. et.al. The near-earth cross-tail current sheet Detailed ISEE 1 and 2 case studies // J.Geophys.Res. – 1986. – V. 91. – P. 4287.
- Petrukovich A.A. et.al. Embedded current sheets in the Earth's magnetotail // Ann.Geophys. – 2009. – V. 116. – A00125.
- 21. Runov A. et.al. Local structure of the magnetotail current sheet: 2001 Cluster observations // Ann.Geophys. 2006. V. 24. P. 247.
- Harris E. On a plasma sheet separating regions of oppositely directed magnetic field // Nuovo Cimento. – 1962. – V. 23. – P. 115.
- Artemyev A. V. et.al. Comparison of multi-point measurements of current sheet structure and analytical models // Ann.Geophys. – 2008. – V. 26. – P. 2749.
- 24. Artemyev A. V. et.al. Thin embedded current sheets: Cluster observations of ion kinetic structure and analytical models // Ann.Geophys. 2009. V. 27. P. 4075.
- Artemyev A. V. et.al. Proton velocity distribution in thin current sheets: Cluster observations and theory of transient trajectories // J.Geophys.Res. - 2010. - V. 115. - A12225.
- Zhou X.Z. et.al. Ion distributions near the reconnection sites: Comparison between simulations and THEMIS observations // J.Geophys.Res. – V. 114. – A12211.
- Kistler L. M. et.al. Contribution of nonadiabatic ions to the cross-tail current in an O⁺ dominated thin current sheet // J.Geophys.Res. – V. 110. – A06213.
- Vaisberg O. et.al. Structure of the Venus tail // Washington DC American Geophysical Union Geophysical Monograph Series. - 1994. - V. 84. - P. 207.
- Moore, K. R. et.al. A statistical study of ions and magnetic fields in the Venus magnetotail // J.Geophys.Res. – 1990. – V. 95. – P. 12005.
- McComas D. J. et.al. The average magnetic field draping and consistent plasma properties of the Venus magnetotail // J.Geophys. Res. - 1986. - V. 91. - P. 7939.
- Sergeev V. et.al. Current sheet measurements within a flapping plasma sheet // J.Geophys. Res. - 1998. - V. 103. - P. 9177.
- Hoshino M. et.al. Structure of plasma sheet in magnetotail: Double-peaked electric current sheet //J.Geophys. Res. – 1996. – V. 101. – P. 775.

- Slavin J. A et.al. Comparative study of the distant magnetotail structure at Venus and Earth // Geophys.Res.Lett. - 1984. - V. 11. - P. 1074.
- Zhang T.L. et.al. Hemispheric asymmetry of the magnetic field wrapping pattern in the Venus magnetotail // Geophys.Res.Lett. - 2010. - V. 37. - L14202.
- Saunders M.A., Russell C.T. Average dimension and magnetic structure of the distant Venus magnetotail // J.Geophys.Res. – 1986. – V. 91. – P. 5589.

Thin current sheets in the Earth and Venus magnetotails

Zelenyi L.M.¹, Artemyev A.V.¹, Petrukovich A.A.¹, Vasko I.Y.¹, Malova H.V.^{1,2}, Popov V.Y.^{1,3}

¹ Space Research Institute of RAS, Russia
 ² Skobeltsyn Institute of Nuclear Physics, Russia
 ³ Lomonosov Moscow State University, Department of Physics, Russia

The Earth magnetotail, the region on the night side with the field lines stretched in the Sun-Earth direction, forms due to the interaction between the Earth dipole field and the solar wind flow. On the other hand, Venus has no intrinsic magnetic field. The mechanism of the formation of the Venus magnetotail is similar to the mechanism, proposed by Alfven for the formation of comet tails. The Venus magnetotail is formed by the solar wind flux tubes mass-loaded by the ionosphere ions (basically oxygen ions O^+). In spite of the different mechanisms the topologies of Earth and Venus tails are generally similar. In both cases these are magnetoplasma configurations with stretched field lines reminiscent of the stretched slingshot.

The fundamental element of the magnetotail is the current sheet (CS). The equilibrium CS structure and CS instabilities basically govern the magnetotail dynamics. The data of multispacecraft Cluster mission and single spacecraft Venus Express mission have allowed to obtain the information about the equilibrium structure of CSs in the Earth and Venus tails. It turns out that CSs in the Earth and Venus tails have a lot in common. The equilibrium structure of these CSs can be described in the frame of multicomponent anisotropic thin CS model (ATCS model). In ATCS model ions (protons and oxygen ions) are described in the quasiadiabatic approximation, while electrons are described in the frame of MHD. ATCS model allows explaining a lot of observed properties of CSs in the Earth and Venus tails: CS thickness, multiscale structure, embedding, bifurcated structure, CS stability.

Although the transverse structure of CSs in the Earth and Venus tails is similar, the magnetotail structure in the Sun-Planet direction is nevertheless different. In particular the characteristic length of the Earth magnetotail ($\sim 100 \div 200R_E$) is determined by the dayside magnetopause reconnection and by the convection of open field lines to the night side. On the other hand, the length of the Venus magnetotail ($\sim 40R_V$) and the tail structure in the Sun-Venus direction is determined by the so-called "magnetic slingshot" effect – the tension of magnetic field lines causes the evolution of the mass-loaded flux tubes and results in their gradual straightening.

Об уровне флуктуаций атмосферного электрического поля в области периодов $T = 1 \div 100$ суток

Клименко В.В., Мареев Е.А., Шаталина М.В.

Институт прикладной физики РАН, Россия

klimenko@appl.sci-nnov.ru, mareev@appl.sci-nnov.ru, aries@appl.sci-nnov.ru

В идеальных условиях "хорошей погоды" значение атмосферного электрического поля у земной поверхности (~100 В/м) обусловлено разностью потенциалов между Землей и ионосферой и электрической проводимостью атмосферы. При этом, как известно, существует суточная вариация ~20%, связанная с изменениями мощности токового генератора (планетарного числа гроз) в течении суток. Эта вариация имеет глобальный масштаб и происходит всюду одновременно, независимо от широты и долготы.

В отличие от идеальных, в реальных условиях электрическое поле у основания атмосферы всегда подвержено разного рода локальным возмущениям, характерные масштабы которых, и пространственные и временные, перекрывают очень широкий диапазон значений. В отличие от короткопериодных флуктуаций (t<10³ c), исследованных в [1], исследования в области длинных периодов (t >10⁴÷10⁵ c) практически отсутствуют из-за трудностей, связанных со стабильностью датчиков на больших временных интервалах.

Одной из задач атмосферного электричества является поиск возможного прямого влияния солнечной активности на состояние глобальной электрической цепи (ГЭЦ). Свидетельством такого влияния должны быть корреляции характеристик ГЭЦ с квазипериодическими или спорадическими факторами солнечно-земной физики, такими как солнечные вспышки (~1 час), форбуш-понижения ГКЛ (~1 сут.), секторная структура межпланетного магнитного поля (~27 сут.) и т.д. Отсутствие на данный момент надежных свидетельств такого влияния говорит о том, что, если прямое воздействие активности Солнца на ГЭЦ и существует, то оно мало и маскируется флуктуациями измеряемых характеристик ГЭЦ земного происхождения.

В данной работе изучается уровень флуктуаций атмосферного электрического поля в области очень длинных периодов (t >1 сут.), на фоне которого, предположительно, и можно пытаться обнаружить циклические связи солнечной активности и ГЭЦ. Использованы записи электростатических флюксметров типа "Boltek-EFM-100", разнесенных на расстояние ~6 км и установленных на зданиях Института прикладной физики и Института физики микроструктур в черте г. Нижнего Новгорода. Анализировались непрерывные ряды средних за сутки значений электрического поля, а также средней за сутки температуры воздуха у поверхности земли, с июля 2012 г. по март 2013 г.

На рис.1 показаны относительные вариации электрического поля и температуры δE == E/E_{cp} и δT = $(T-T_{cp})/T_{cp}$, где T определялась по абсолютной шкале в ^оK, а E_{cp} и T_{cp} - средние значения за все время наблюдений. В целом датчики электрического поля в течении всего периода по отношению к изменениям температуры вели себя стабильно. В то же время на Рис.1 отчетливо видна положительная корреляция Е и T в летние месяцы и отрицательная в зимние. Этому есть простое объяснение: высокие температуры летом и низкие зимой соответствуют ясной малооблачной погоде и в эти периоды электрическое поле имеет более высокие значения.

Чтобы получить общую картину поведения спектральной плотности флуктуаций δЕ и δT в области очень длинных периодов использована процедура прямого БПФ без какихлибо специальных окон [2,3], т.е. с прямоугольным временным окном длиной 2t=269 суток (весь период наблюдения). Это приводит к сглаживанию и усреднению спектральной



Рис. 1. Относительные вариации средних за сутки значений электрического поля (Е) и температуры (Т) в период с 1.07.2012 г. по 31.03.2013 г.

плотности функцией g(ω)=sin(ω t)/ ω t. Спектры вычислены для двух датчиков поля и затем усреднены. Результат показан на рис.2, из которого видно, что в целом спектральные плотности могут быть описаны степенным законом ~ ω^{-n} . Методом наименьших квадратов определено, что $E_{\omega}^2 \sim \omega^{-0.511}$ и $T_{\omega}^2 \sim \omega^{-1.427}$.

В отличие от спектров короткопериодных флуктуаций E, где n ≈ 2.7 [1], для периодов t > 1 сут. зависимость спектральной плотности от частоты существенно более слабая, что очевидно связано с изменением характера атмосферной турбулентности и законов перераспределения электрических зарядов в тропосфере в этой временной области. На Рис.2 показана также спектральная плотность, вычисленная аналогичным способом для среднечасовых значений E в феврале 2013 г. Из рисунка видно, что в области периодов ~24 часов происходит изменение наклона спектра в сторону увеличения спектрального индекса.

Информативной характеристикой для описания атмосферной турбулентности является структурная функция (в данном случае временная) [4]: $D_X(\tau) = \langle |X(t+\tau) - X(t)|^2 \rangle$, где угловые скобки означают усреднение, X – исследуемый параметр. На Рис.3 приведены вычисленные структурные функции для E и T (перед вычислением E и T нормировались на средние квадратичные значения σ_E и σ_T). Из рисунка видно, что средний квадрат разности значений температуры в разнесенные моменты времени растет вплоть до интервалов ~0.5 года, что объяснимо сезонным ходом T. Для электрического поля структурная функция практически насыщается на интервалах < 1 сут. Здесь для сравнения следует отметить известный факт [5] аналогичного насыщения структурной функции для электрической длины пути в атмосфере радиоволн см/дм – диапазона также на интервалах ~ 10^4 - 10^5 с. По-видимому, это позволяет говорить о том, что статистические характеристики флуктуаций электрического поля отражают свойства атмосферной турбулентности не только в области коротких периодов (и локальных пространственных структур) [1], но в области периодов более суток (и пространственных масштабов более 100 км).

В спектрах на рис.2 можно заметить некоторые слабые коррелированные квазигармонические компоненты Е и Т, в частности около периода ~10 сут. При попытках выявления с помощью спектрального анализа квазигармоничеких компонент, присутствующих в довольно сильном шуме, вместе с вероятностью "необнаружения" всегда есть опасность появления ложных фактов "присутствия". Поэтому, для большей надежности здесь были использованы две независимых процедуры вычисления спектральной плотности: 1 – БПФ с временным окном Блэкмана-Хэрриса [3], которое несколько ухудшает частотное разрешение, но зато практически полностью убирает боковые лепестки, присущие прямоугольному окну (применялось выше); 2 – адаптивный спектральный анализ методом наименьших квадратов (MHK) [2,6], который очень чувствителен к квазигармоническим



Рис. 2. Спектральные плотности флуктуаций средних за сутки значений электрического поля (Е) и температуры (Т) в интервале 1.07.2012 г. ÷ 31.03.2013 г. (слева) и средних часовых значений электрического поля в интервале 1.02.2013 г. ÷ 29.02 2013 г.



Рис. 3. Временные структурные функции D(τ) нормированных значений электрического поля (E) и температуры (T) в период с 1.07.2012 г. по 31.03.2013 г.



составляющим в спектре.

Рис. 4. Спектральные плотности флуктуаций электрического поля (E) и температуры (T) в период с 1.07.2012 г. по 31.03.2013 г., построенные с помощью дискретного БПФ с временным окном Блэкмана-Хэрриса (A) и с помощью процедуры адаптивного спектрального анализа методом наименьших квадратов (B).

Обоими методами были вычислены динамические спектры с применением скользящего временного окна длиной 48 сут. и шагом скольжения 1 сут. (из экономии места здесь не приводятся). Затем эти спектры были усреднены за весь интервал обработки. Вид усредненных таким образом спектров показан на Рис.4. Из рисунка видно, что оба метода дают практически одинаковую картину. Можно говорить об одновременном присутствии квазигармонических компонент в флуктуациях Е и Т в области периодов ~2-3 сут., ~10 сут. и ~28 сут., которые очевидно связаны с погодными и атмосферными условиями, равно влияющими и на Е, и на Т. Несмотря на близкие значения периода компоненты ~28 сут. и периода оборота Солнца ~27 сут., связывать их нет никаких оснований, и это следует рассматривать как случайное совпадение. Можно отметить присутствие в спектре электрического поля компоненты с периодом ~5 сут., которая отсутствует (или слабо выражена) в спектре температуры. Если считать, что температура отражает состояние атмосферы и характер погоды, то из этого следует, что происхождение этих флуктуаций электрического поля с местной погодой не связано.

Основные результаты работы состоят в следующем:

1. Спектральная плотность флуктуаций электрического поля в области периодов 1 – 100 сут. может быть описана степенным законом с показателем –0.5; средне квадратичное отклонение (в широкой полосе частот) ~ 40% от среднего уровня поля. Слабая зависимость спектральной плотности флуктуаций поля от частоты аналогична частотной зависимости спектра атмосферной турбулентности, для которой структурная функция в этой области периодов испытывает насыщение.

2. Средний квадратичный уровень флуктуаций атмосферного электрического поля вблизи гармоники 1/(27 сут.) в полосе $\Delta f = (1/30 \text{ сут.}) \div (1/24 \text{ сут.})$ составляет ~12% от спокойного поля или около 14 В/м при $E_{\rm CP}$ =120 В/м.

3. Явной прямой корреляции показаний флюксметров с температурой нет, а спектральная плотность для температуры падает по степенному закону более быстро с показателем -1.427. В то же время, в отдельных полосах выявляются квазипериодические коррелированные возмущения Е и Т, которые очевидно связаны с характерными временами переноса воздушных масс независимо влияющих на оба анализируемых параметра.

Литература

- 1. Анисимов С.В., Мареев Е.А., Шихова Н.М., Дмитриев Э.М. Механизмы формирования спектра пульсаций электрического поля приземной атмосферы.// Изв.ВУЗов "Радиофизика".-2001.-Т.64.-№7.-С.562-575.
- 2. *Кей С.М., Марпл С.Л.* Современные методы спектрального анализа: Обзор.// ТИ-ИЭР. – 1981.-Т.69.-№11.-С.5-51.
- 3. *Хэррис Ф.Дж.* Использование окон при гармоническом анализе методом дискретного преобразования Фурье.// ТИИЭР. – 1978. – Т.66. – № 1.-С.60-96.
- 4. *Рытов С.М.* Введение в статистическую радиофизику. Часть 1. Случайные процессы. М.: Наука. 1976. 495с.
- 5. *Есепкина Н.А., Корольков Д.В., Парийский Ю.Н.* Радиотелескопы и радиометры. М.: Наука. 1973. 416с.
- 6. Вайнштейн Л.А., Вакман Д.Е. Разделение частот в теории колебаний и волн. М.: Наука. 1983. 288с.

On the level of atmospheric electric field fluctuations at the long periods: T=1-100 days

Klimenko V.V., Mareev E.A., Shatalina M.V.

Institute of Applied Physics RAS, Russia

One of many goals of atmospheric electricity investigations is the search of possible direct influence of solar activity on the global electric circuit (GEC) state. The correlation of GEC characteristics and quasi-periodic or sporadic solar-terrestrial physics factors cold be the evidence of that influence. The current absence of such evidences means, that if direct influence of solar activity on GEC exists, it is very small and masked by self-fluctuations of GEC characteristics of troposphere origin. This paper investigates the background level of atmospheric electric

field fluctuations at very large periods $(T_{i,i} 1 \text{ day})$, above which one can try to detect the cycled relations of solar activity with GEC. The data of two electrostatic flux meters (field-mill type) Boltek-EFM-100, separated by distance of 6 km and placed on the buildings of the Institute of applied physics and the Institute of microstructures physics at Nizhniy Novgorod, were used for the analysis. Continuous rows of electric field values and day average temperatures at the ground surface from June 2012 to March 2013 were analyzed. Correlative and spectral analvsis methods and also spectral adaptive analysis method were used for data processing. The basic results were: 1. Spectral density of electric field fluctuations at periods 1-100 days may be described by power law with index -0.5; root-mean-square deviation (in the large frequency band) is 40% from average E-field value. Smooth frequency dependence of field fluctuations spectral density is analogical to frequency dependence of atmospheric turbulence spectral density, for which structure function reaches saturation at this time intervals. 2. In particular, around (1/27 days)-harmonic at the band (1/30 days)-(1/24 days) root-mean-square value of atmospheric electric field fluctuations is 123. There is no strong direct correlation between flux meters data and temperature. Spectral density of temperature fluctuations falls down by power law with index -1.7 (5/3), i.e. more quickly, then for electric field fluctuations. At the same time, in some narrow bands quasi-periodic correlated disturbances of E and T exist, which are evidently related to characteristic times of air mass transportation and which independently affect on the both parameters analyzed.

Исследование электрического поля в Якутске в 2009-2012 гг.

Козлов В.И., Муллаяров В.А., Тарабукина Л.Д., Торопов А.А.

Институт космофизических исследований и аэрономии им. Ю.Г. Шафера СО РАН,

Россия

v.kozlov@ikfia.ysn.ru

Представлены результаты экспериментальных исследований электрического поля около земной поверхности с помощью электростатического флюксметра за период 2009-2012 гг. Число дней с хорошей погодой представлено в Таблице 1. * - нет данных.

	2009	2010	2011	2012	Среднее (мин; макс)
Январь	13	17	25	25	20(13;25)
Февраль	*	12	19	25	19(12; 25)
Март	1	21	22	11	18 (1; 22)
Апрель	*	22	21	18	20 (18; 22)
Май	11	9	14	23	15 (9; 23)
Июнь	11	11	13	13	12(11; 13)
Июль	21	10	7	23	15 (7;23)
Август	21	14	11	16	16(11; 21)
Сентябрь	*	14	18	20	18 (14; 20)
Октябрь	*	11	21	25	19(11; 25)
Ноябрь	*	17	22	22	20(17; 22)
Декабрь	10	23	29	21	23 (10; 29)

Таблица 1. Число дней с хорошей погодой

В Якутии, из-за резко-континентального климата наблюдается больше дней с хорошей погодой относительно Европейской части России и Камчатки, где наблюдения E_z ведутся уже много лет. Максимальное число дней с хорошей погодой в Якутске наблюдается в зимние и весенне-осенние месяцы (от 10 до 29 дней в месяц), а минимальное – в летние месяцы (от 7 до 23 в месяц). С июня по декабрь идет в среднем нарастание числа дней с хорошей погодой, далее это количество держится до апреля, и до июня идет спад. Величина самого поля также меняется с сезоном. Сезонные вариации E_z в периоды спокойной погоды показаны на Рис. 1. Максимум поля наблюдается в апреле, а минимум в декабре.



Рис. 1. Усредненные сезонные вариации E_z в периоды спокойной погоды.



Рис. 2. Усредненные суточные характеристики для 12 месяцев.

Усредненные суточные характеристики для 12 месяцев представлены на Рис. 2.

Зимой в центральной Якутии при низкой температуре в населенных пунктах образуются морозные (ледяные) туманы (смог). Годовое число дней с туманом колеблется в пределах 40-90. В г. Якутске в среднем 62 туманных дня в году. Максимальное количество туманных дней приходится на декабрь-февраль. С 1970 по 1990 гг. выявлено наличие положительных трендов в многолетнем ходе продолжительности туманов [1]. В центре Якутска в течение 20 лет (1970-1990 гг.) наблюдалось увеличение средней суммарной продолжительности зимних туманов от 486 ч (до 1963 г.) до 712 ч, которое сопровождается ростом повторяемости непрерывных туманов, с продолжительностью более 48 ч. В начале 1970-х годов доля таких туманов составляла 3%, к концу 80-х годов - 18%. В северной части Якутска наблюдалось 50-60 дней с туманом, с суммарной продолжительностью 750 ч [1]. На станциях и постах гидрометеослужбы туманное явление наблюдается визуально. Однако наступление зимнего тумана очень хорошо видно на показаниях электростатического флюксметра. На Рис. 3 показано, как увеличиваются межсекундные флуктуации в момент появления ледяного тумана. Межсекундные вариации возрастают по амплитуде в 2,9 раза. Отметим, что, в отличии от летних туманов, которые сгущаются постепенно, зимний (ледяной туман) возникает очень резко.

	Ноябрь	Декабрь	Январь	Февраль	Март	Сумма
2009	4	14	18	20	0	56
2010	7	19	11	11	0	48
2011	3	16	15	15	0	49
2012	5	16	9	13	2	45

Как видно из приведенных в таблице 2 (число дней с туманом) и в таблице 3 (число часов с туманом) и приведенных выше литературных данных, в Якутске с 90-х годов по настоящее время число дней с туманом и количество часов с туманом держится на одном уровне.



Рис. 3. Увеличение меж секундных флуктуаций E_z во время ледяного тумана – верхняя панель, и температура воздуха – нижняя панель

	Ноябрь	Декабрь	Январь	Февраль	Март	Сумма
2009	30	158	240	327	0	755
2010	188	276	204	144	0	788
2011	32	152	276	279	0	739
2012	99	255	155	120	3	602

Таблица 3. Число часов с туманом

Показания электростатического флюксметра позволили получить статистические данные о грозовой активности в г. Якутске. Опираясь на модельные представления, приведенные в [2], величина электрического поля на расстоянии около 3 км от грозового разряда практически сохраняет изначальное значение, на расстоянии 10 км падает в 10 раз, а на расстоянии 30 км – почти в 100 раз. Таким образом, флюксметр регистрирует изменение вертикальной компоненты электрического поля в радиусе до 10 км. Так как электростатический флюксметр регистрирует вертикальную компоненту поля, то импульсы регистрируются только от молний, канал которых имеет преимущественно вертикальную проекцию, то есть тип "облако-земля" (ОЗ). Отбор импульсов от молний производился по амплитуде импульса: отношение сигнал-шум более 10 дБ. Дополнительно производилась отметка о близости произошедшей молнии так же по амплитуде: при отношении сигнал-шум импульса более 20 дБ молния считалась близкой к датчику. Грозовая активность характеризуется наличием хотя бы одного импульса, соответствующего близкой молнии. Длительность грозовой активности рассчитывалась как разность между временем последнего разряда в рассматриваемом возмущении поля и первого. Полярность молнии определялась по знаку произошедшего импульса. При отрицательных грозовых разрядах отклонение поля происходит в положительную сторону, а при положительных - наоборот.

Грозовая активность по территории г. Якутска наблюдается с конца мая до середины августа: (2009 г.) 7 июня – 7 августа; (2010) 24 мая – 30 июля; (2011) 1 июня – 5 августа; (2012) 1 июня – 4 августа. В среднем сезон грозовой деятельности длится 64 дня. Настоящие инструментальные наблюдения сверялись с наблюдениями метеостанций г. Якутска и показали совпадение по числу дней с грозой. За четыре года наблюдений (2009-2012 гг.) за грозами с помощью электростатического флюксметра в г. Якутск было зарегистрировано 43 дня с 54 событиями грозовой деятельности: 9 дней - 13 гроз (2009), 10 дней - 13 гроз (2010), 13 дней – 16 гроз (2011), 11 дней – 13 гроз (2012). За один день могло пройти несколько событий грозовой активности (но не более трех). Также наблюдалось 12 событий прохождения электрически заряженных облаков над флюксметром без молниевых разрядов. Месяцами с наибольшей интенсивностью грозовой активности являются июнь и июль. В 2010 и 2011 гг большее число грозовых дней попадало на июль. Количество часов грозовой активности в целом составило 97 часов за четыре года: 18,5 ч. (2009), 23,5 ч. (2010), 37 ч. (2011), 18,1 ч. (2012). В среднем молниевая активность длилась около 1,5 ч., при этом полное возмущение электрического поля от грозового облака могло длиться в среднем 2,5 часа и до 6 ч. Полное количество ОЗ разрядов за четыре года – 2528. Число ОЗ разрядов в год: 449 (2009), 596 (2010), 806 (2011), 677 (2012). Средняя за 4 года плотность O3 разрядов по городу (1,204 молнии/км²год) почти в 16 раз превысила среднюю плотность по окружающей местности с радиусом 400 км (0,074 молнии/км²год). Число грозовых разрядов О-З в одной грозе, проходящей мимо флюксметра, достигало 220, а в среднем равно 44. Половина всех значений количества разрядов в одной грозе находятся в интервале от 6 до 60 разрядов, 80% случаев - в интервале от 3 до 100. Суточный ход близок к виду полуволны с максимумом в интервале от 17 до 20 LT. Лишь в 2011 г. наблюдались

интенсивные грозы в утренние часы, что сместило максимум на 6-7 ч. LT. Частотность грозовых разрядов О-З варьировалась от 0,07 до 2,49 разряда в минуту, в среднем – 0,53 разряда в минуту. 50% значений располагаются в интервале 0,21-0,66 разряд/мин, 90% - интервал 0,11-1,55 разряд/мин. Изменения частотности по годам: 0,55 (2009), 0,43 (2010), 0,53 (2011), 0,64 (2012). Медианное значение доли отрицательных разрядов для одной грозы – 65%. 50% значений принадлежат интервалу 36-84%, 90% значений – интервалу 7-100%. Доля отрицательных ОЗ разрядов за все рассмотренные годы – 60%. В то же время для территории радиусом 400 км в средним – около 88%. Возможно, высокая доля положительных разрядов связывается с наличием высоких объектов в городе. Среднее значение интервала между импульсами в одной грозе – 2 мин 25 сек (2,416 мин), медиана – 1 мин 5 сек (1,083 мин), мода – 16 сек (0,266 мин). В целом длительность интервала – от 2 секунд (0,033 мин) до 1 ч. 48 мин 35 сек (108,583 мин). Длительность близкая к часу или более соответствует отсутствию молний между началом и в концом грозы.

Грозовая активность в г. Якутске значительно выше, чем в зоне радиусом 400 км вокруг Якутска, что объясняется тем, что город является "островом тепла".

Работа поддержана грантами РФФИ 12-05-98528-р_восток_а и 12-02-00174-а и программами Мин.ОиНРФ Гос. задание 2.1626.2011 и ФЦП НиН-ПКИР Соглашение № 8404.

Литература

- 1. Абанников В.Н. Характеристики туманов в городской среде и их микроклиматическое районирование: автореферат дис. канд. геогр. наук.- Санкт-Петербург, 1998.
- Ross M., Cummer S.A., Nielsen T.K., Zhang Y. Simultaneous remote electric and magnetic field measurements of lightning continuing currents // J.G.R. 2008. 113, D20125. doi:10.1029/2008JD010294.

Research of the electric field in Yakutsk in 2009-2012

Kozlov V.I., Mullayarov V.A., Tarabukina L.D., Toropov A.A.

YG Shafer Institute of Space Physics Research and Aeronomy SB RAS, Russia

The results of experimental studies of the electric field near the Earth's surface by electrostatic fluxmeter for the period 2009-2012 are presented. Diurnal and seasonal variations during calm weather conditions are shown. Features of electric field behavior during winter fogs are described. Characteristics of storms, obtained during electric field registration in Yakutsk for the mentioned 4-year period, are analyzed. Variations of neutron monitor readings during thunderstorms are considered.

К вопросу математического моделирования электрокинетических явлений в облачной среде

Кумыков Т.С.

Научно-исследовательский институт прикладной математики и автоматизации Кабардино-Балкарского научного центра Российской академии наук, Россия

macist20@mail.ru

Многочисленные исследования электрических явлений в атмосфере показывают, что возникновение грозового электричества связано с кристаллизацией воды в атмосфере [1-2]. При этом фундаментальную роль имеет эффект возникновения аномально больших разностей потенциалов (до сотен вольт) на границе раздела фаз вода-лед при замерзании воды. Этот эффект до настоящего времени не получил убедительного объяснения. Возникновение этого эффекта связывается с переносом заряженных пузырьков из жидкой фазы в лед при замерзании воды. При этом остается открытым вопрос о том, заряжаются ли пузырьки воздуха в воде, если да, то чему равны заряды этих пузырьков, как определить знак этих зарядов.

Как известно, лишний потенциал может возникнуть в дисперсных системах при условии резко выраженного различия полярных свойств среды и дисперсной фазы. Например, в случае облаков дисперсионной фазой является воздух, а дисперсной фазой – водяные капли или кристаллы льда, т. е. облако представляет собой аэрозольную среду. Ориентация молекул воды на поверхности капли по оценке А.Н.Фрумкина обуславливает электрический потенциал около 0,25 В [2]. Химическое сродство капель воды к ионам, находящимся в воздухе, и наличие потенциала на межфазной границе приводят к тому, что капли воды не одинаково адсорбируют противоположно заряженные ионы, и их средний заряд в системе отличен от нуля. Принимая во внимание, что заряд q и потенциал φ для сферической частицы связаны соотношением [3]

$$q = \varphi r, \tag{1}$$

обнаруживается, что заряды капель пропорциональны радиусу.

Аналогичную ситуацию мы имеем в случае пузырьков в воде и в водных растворах роль капель в воздухе играют пузырьки газа в воде. Пузырьки газа также заряжаются, их заряд определяется формулой (1). Однако имеется существенное различие между системами воздух–капельки воды и вода–пузырьки газа. При движении капель в воздухе ионы прочно сосредоточены на поверхности капли, а диффузионный слой вокруг капель имеет сравнительно малую толщину. Плоскость скольжения, проходящая по диффузному слою, находится на достаточно большом расстоянии от вязкого подслоя, в котором в основном сосредоточены заряды. Практически весь диффузный слой увлекается вместе с каплей.

В случае движения пузырьков в воде диффузный слой простирается на большее расстояние от поверхности пузырька. Плоскость скольжения проходит через диффузионный слой. Таким образом, в движении участвует лишь часть зарядов, окружающих пузырек. Эффективный потенциал ξ несколько меньше, чем φ . Однако это различие, по-видимому, не играет существенной роли. Ослабления возникают также из–за того, что пузырьки все время растут, следовательно, меняются их заряды. Поэтому речь может идти об оценке электрического поля, возникающего в воде вдоль перемещения пузырьков, и, наоборот, об оценке зарядов пузырьков по известной величине напряженности поля. Эта напряженность все время меняется, уменьшается с течением времени (вследствие уменьшения интенсивности выделения пузырьков и уменьшения их дисперсности). Экспериментально движение пузырьков изучалось многими исследователями в различных средах и при разных значениях диаметра пузырьков [4]. Но эти методы имеют ряд недостатков: главные из них – это возникновение электродных процессов, которые существенно могут повлиять на напряженность электрического поля E; визуально можно наблюдать движение лишь достаточно крупных пузырьков размером порядка 0,1 мм и больше, тогда как в переносе зарядов принимают участие и мелкие пузырьки, концентрации которых значительно больше, чем концентрации крупных пузырьков. При таких условиях практически невозможно достаточно точно оценить заряды отдельных пузырьков.

В силу указанных недостатков нами был предложен и рассмотрен другой метод определения заряда пузырьков, основанный на эффекте Холла (методика измерения заряда пузырьков путем измерения отклонения всплывающих в воде пузырьков от вертикальной оси в поперечном магнитном поле).

Рассматривая потенциал всплывания как электрокинетическое явление, представим себе, что пузырьки, несущие заряд, поднимаются под действием силы Архимеда. В процессе всплывания ионы диффузного слоя в силу молекулярного трения отстают от движущегося пузырька, т. е. осуществляется поток заряженных пузырьков.

Как известно, при движении заряженной частицы в магнитном поле на частицу действует сила Лоренца, определяемая формулой:

$$\vec{F}_L = q \left[\vec{V} \cdot \vec{B} \right], \tag{2}$$

где \vec{V} – скорость подъема частиц (пузырька), \vec{B} – внешняя магнитная индукция, q – заряд. На рис 1. показаны направления магнитной индукции \vec{B} и скорости пузырька.

В выбранной нами системе координат имеем: $\vec{B}(0, B, 0)$, $\vec{V}(V_x, 0, V_z)$, и выражение (2) расписывается в виде:

$$ec{F}_L = q egin{pmatrix} ec{i} & ec{j} & ec{k} \ V_x & 0 & V_z \ 0 & B & 0 \ \end{bmatrix}.$$

Отсюда получаем:

$$\vec{F}_L = Bq(-V_z \vec{i} + V_x \vec{k}). \tag{3}$$

Известно, что уравнение движения пузырька имеет вид

$$m\frac{d\vec{V}}{dt} = \vec{F}_{\rm apx} + \vec{F}_L + \vec{F}_{st} + \vec{F}_t \quad . \tag{4}$$

Здесь $\vec{F}_{apx} = \frac{4}{3}\pi\rho_{вод}\vec{g}$ - архимедова сила, направленная вверх, $\vec{F}_{cr} = 6\pi\eta\vec{V}$ – стоксовая сила сопротивления, m – масса воды в объеме, равному объему пузырька.

Как показывают наблюдения за подъемом пузырьков в воде, скорости движения пузырьков мало меняются. В таблице приводятся скорости подъема пузырьков и их отклонения от вертикальной оси.

где D = 0,28 см (размер пузырька), L –горизонтальное отклонение траектории пузырьков, t – время, h – высота подъема пузырьков, V_x, V_z - составляющие скорости пузырька.

Проектируя уравнение (4) на оси координат и отбросив инерционные члены, получаем:

$$-6\pi\eta \, rV_x + BqV_z = 0.$$

Откуда для пузырьков с $r \le 10^{-5}$ м:

$$q = \frac{6\pi \, r\eta}{B} \frac{V_x}{V_z},\tag{5}$$



Рис. 1. Направления магнитной индукци
и $\vec{B},$ скорости пузырька и сил действующих на пузырек в магнитном поле

Таблица 1. Отклонение пузырьков в магнитном поле при В = 3000 гаусс

L, мм	t, c	V_x , MM/C	h, см	V_z , MM/c
3,2	15	0,2	8	0,53
3,8	15	0,25	-	0,53
1,8	14	0,12	-	$0,\!57$
1,5	14	0,23	-	$0,\!57$
1,4	15	0,16	-	0,53
2,8	15	0,186	-	0,53
3,4	15	0,226	-	0,53
2,4	16	0,15	-	0,5
1,8	15	0,12	-	0,53
2,5	15	0,16	-	0,53
а для пузырьков, размеры которых лежат в интервале от 10^{-5} до $10^{-4}~{\rm m}-$

$$q = \frac{12\pi r^2 \eta}{B} \frac{V_x}{V_z} \quad . \tag{6}$$

В формулах (5) и (6) величины V_x и V_z легко определяются из эксперимента (см. Таблицу), а α - угол наклона траектории пузырька к оси Z определяется из соотношения $\frac{V_x}{V_z} = tg\alpha$. Если пузырек движется от нас, то заряд q – положительный (при условии, что магнитное поле направлено слева направо). Если же он движется к нам, то q – отрицательный. В нашем случае пузырек двигался от нас, значит q – положительный.

Из формул (5) и (6) вытекает существенный вывод: поскольку заряд пузырька $q = \varphi r$, то отношение $\frac{V_x}{V_z}$ не зависит от радиуса пузырьков, для которых $r \leq 10^{-4}$ м. Этот факт подтверждается также экспериментально – маленькие пузырьки разных размеров, всплывающие в воде, отклоняются в магнитном поле почти на один и тот же угол.



Рис. 2. Изменение траектории пузырька в магнитном поле со временем.

На рис.2 приводится изменение отношения $\frac{V_x}{V_z}$ в зависимости от времени. Из рисунка видно, что угол наклона траектории пузырька к вертикали со временем не меняется.

В случае, когда размер пузырька превышает 10^{-4} м, сила сопротивления пропорционально квадрату радиуса пузырька, и установившееся движение пузырька описывается уравнением

$$\frac{\pi\rho\varsigma r^2 V}{2}V_x = qBV_z \quad , \tag{7}$$

где с- безразмерный коэффициент гидравлического сопротивления.

Из равенства (7) следует, что с увеличением размера пузырька угол отклонения траектории от вертикальной прямой уменьшается. Кроме того, с учетом равенства (1), можем записать

$$\varphi = \frac{\pi \rho \,\varsigma r V V_x}{2BV_z}$$

Принимая во внимание, что установившаяся скорость всплывания видимых на глаз пузырьков $(r=10^{-4} \text{ м}), V = \left(\frac{8}{3}gr\right)^{1/2} = 5, 1\sqrt{r} \text{ см/с, получаем:}$

$$\varphi = \frac{2,5\pi\rho\varsigma\,r^{3/2}}{B}\frac{V_x}{V_z}.\tag{8}$$

Формула (8) позволяет по известным значениям r, B, V_x и V_z определять электрокинетический потенциал на поверхности пузырька.

Из таблицы следует, что при $r \approx 0, 1$ см, $B = 3 \cdot 10^3$ гаусс, отношение $\frac{V_x}{V_z} = 0, 4$. При этом по формуле (1) получим: $\varphi = 0, 13B$, что находится в хорошем согласии со значениями 0,25B. Если иметь в виду, что электрокинетический потенциал ϕ всегда меньше, чем скачок

потенциала на границе раздела вода – воздух, то с газовыми пузырьками увлекаются лишь ионы, непосредственно прилипшие к поверхности раздела фаз, а часть диффузного слоя ионов остается в воде.

Таким образом, в данной работе показано, что пузырьки газа являются заряженными, их заряд пропорционален произведению радиуса пузырька и скачку потенциала на границе раздела вода – воздух. Проведен теоретический расчет по определению заряда пузырька при его всплывании в жидкости, находящейся во внешнем магнитном поле. Разработан новый метод по определению величины заряда пузырька и его знака на основе эффекта Холла. Установлено, что теоретические расчеты заряда пузырьков находятся в хорошем согласии с данными, полученными экспериментально.

Литература

- 1. *Фролов Ю.Г.* Курс коллоидной химии. Поверхностные явления и дисперсные системы. М. "Химия", 1989. 464 с.
- 2. Френкель Я.И. Собрание избранных трудов. М.-Л.,: Наука, 1958. 540 с.
- 3. Жекамухов М.К., Камбиев М.М. Об одном возможном механизме возникновения больших потенциалов при кристаллизации водных растворов // ЖТФ, 1984. 2884 с.
- 4. *Кумыков Т.С.* Дисперсные системы с пузырьками газа и их роль в генерации грозового электричества / Дис. ... канд. физ.-мат. наук. Нальчик, 2009. 124 с.

To the question of mathematical modeling of electrokinetic phenomena in cloudy environment

Kumykov T.S.

Institution of Russian Academy of Sciences Kabardin-Balkar Scientific Centre of RAS, Russia

The paper presents the effect of potential difference initiation at the boundary of water-ice phase during water freezing which is associated with charged bubble transfer from a liquid phase to ice during water freezing. It has been shown that gas bubbles are charged and their charge is proportional to a bubble radius and potential jump at the boundary of water and air. Theoretical calculations have been carried out to determine bubble charge during its surfacing in a liquid in outer magnetic field. A new method has been developed to determine bubble charge value and it sign via Hall effect. It has been established that theoretical calculations of bubble charge well agree with the data obtained experimentally.

О резонансных свойствах магнитосферы Земли

ЛЕОНОВИЧ А.С., МАЗУР В.А. Институт солнечно-земной физики СО РАН, Россия leon@iszf.irk.ru

Магнитосфера Земли, которая формируется при взаимодействии геомагнитного поля с потоком солнечного ветра, имеет вид почти пустой полости, заполненной очень разреженной плазмой. Граница магнитосферы – магнитопауза – достаточно резкая со стороны натекающего солнечного ветра, становится размытой при удалении в геомагнитный хвост. Такое строение магнитосферы послужило основанием для того, чтобы рассматривать ее как гигантский природный резонатор, собственные моды которого проявляются в форме различных магнитогидродинамических (МГД) колебаний – альфвеновских волн, а также быстрых (БМЗ) и медленных (ММЗ) магнитозвуковых волн [1]. Альфвеновские и ММЗволны можно рассматривать как волны, распространяющиеся практически вдоль силовых линий геомагнитного поля. Поскольку все силовые линии геомагнитного поля опираются на высокопроводящую ионосферу, которая хорошо отражает эти МГД-колебания, на замкнутых силовых линиях они формируют стоячие волны.

Как альфвеновские, так и MMЗ-волны могут возбуждаться в магнитосфере Земли на резонансных поверхностях быстрым магнитным звуком. БМЗ волны могут проникать в магнитосферу из солнечного ветра, или генерироваться неустойчивостью Кельвина-Гельмгольца в сдвиговом течении на магнитопаузе, при обтекании магнитосферы потоком солнечного ветра. Из-за неоднородности плазмы, в магнитосфере формируются объемные резонаторы для БМЗ-волн, собственные частоты которых находятся в самой низкочастотной части спектра наблюдаемых геомагнитных пульсаций. ММЗ-волны, в отличие от альфвеновских, как правило, сильно затухают при взаимодействии с фоновой плазмой. Это дает возможность переноса момента движения из солнечного ветра в магнитосферу потоком БМЗ-волн, которые возбуждают ММЗ-волны на резонансных поверхностях.

Будем описывать МГД-колебания в рамках идеальной магнитной гидродинамики. Система МГД уравнений, линеаризованная относительно малых возмущений, имеет вид:

$$\rho_0 \frac{d\vec{v}}{dt} = -\nabla P + \frac{1}{4\pi} \{ [rot \, \vec{B} \times \vec{B}_0] + [rot \, \vec{B}_0 \times \vec{B}] \}, \qquad \frac{\partial \vec{B}}{\partial t} = rot \, [\vec{v} \times \vec{B}_0], \qquad \frac{\partial P}{\partial t} = -\gamma P_0 div \vec{v}, \qquad (1)$$

где \vec{v} и \vec{B} - векторы скорости плазмы и возмущенного магнитного поля, P - возмущенное давление. Параметры фоновой плазмы помечены индексом ноль: ρ_0 - невозмущенная плотность, γ - показатель адиабаты. Возмущенное электрическое поле определяется из условия вмороженности:

$$\vec{E} = -(1/c)[\vec{v} \times \vec{B}_0].$$

Многие свойства МГД-волн в неоднородной плазме можно установить в рамках простой одномерно-неоднородной модели среды (см. рис.1). Магнитное поле будем считать направленным по оси z, а неоднородность среды – по оси x. Тогда зависимость возмущенных величин от y и z можно выбрать в виде $\exp(i k_y y + i k_z z)$. Далее используем представления приближения ВКБ. Для его применимости необходимо, чтобы характерная длина волны по координате x была много меньше масштаба неоднородности. Но на пределе применимости это приближение качественно верно описывает свойства колебаний, даже если длина волны порядка масштаба неоднородности. В главном порядке зависимость возмущенных величин от координаты x в ВКБ-приближении дается множителем $\exp(i \int k_x dx)$, где $k_x = k_x(x)$ - локальное значение волнового вектора. Оно определяется из дисперсионного уравнения, которое имеет тот же вид, что и в однородной плазме, но параметры



Рис. 1. Одномерно-неоднородная модель магнитосферы

среды, входящие в это уравнение, следует рассматривать как функции координаты x. Из (1) следуют два дисперсионных уравнения:

$$\omega^2 = k_{||}^2 A^2, \quad \omega^4 - \omega^2 k^2 (A^2 + S^2) + k_{||}^2 k^2 A^2 S^2 = 0, \tag{2}$$

где $A = B_0 / \sqrt{4\pi\rho_0}$ - скорость Альфвена, $S = \sqrt{\gamma P_0 / \rho_0}$ - скорость звука, $k_{||}$, $k_{\perp} = \sqrt{k_x^2 + k_y^2}$ - составляющие волнового вектора вдоль и поперек направления магнитного поля, $k = \sqrt{k_{||}^2 + k_{\perp}^2}$.

Первое из уравнений (2) описывает альфвеновскую волну. Ее групповая скорость $\vec{v}_g \equiv \partial \omega / \partial \vec{k} = \pm A \cdot \vec{B}_0 / B_0$ направлена вдоль магнитного поля. Возмущенные поля \vec{B} , \vec{v} и \vec{E} перпендикулярны равновесному магнитному полю \vec{B}_0 , причем $\vec{E} || \vec{k}_{\perp}, \vec{B} \perp \vec{k}_{\perp}, \vec{v} \perp \vec{k}_{\perp}$. Возмущенное давление P = 0, также как и возмущенное магнитное давление $P_m = B_{||} B_0 / 4\pi = 0$.

Второе уравнение (2) описывает две ветви магнитозвуковых волн – быструю (БМЗ) и медленную (ММЗ). Характер распространения и поляризационные свойства этих волн легко понять при наличии в дисперсионном уравнении малого параметра. Если выполняется одно из следующих неравенств $S \ll A$, $A \ll S$, $k_{||} \ll k_{\perp}$ (мы, в основном, будем предполагать выполнение типичного для магнитосферы условия $S \ll A$), приближенные решения имеют вид

$$\omega^2 = k^2 C_f^2, \qquad \omega^2 = k_{||}^2 C_S^2 (1 + k_{||}^2 C_S^2 / k^2 C_f^2)$$

где $C_f^2 = (A^2 + S^2), C_S^2 = A^2 S^2 / (A^2 + S^2)$ и в рассматриваемых случаях $C_S << C_f$. Первое их этих уравнений описывает БМЗ-волны, а второе ММЗ-волны. Групповая скорость БМЗ-волн $\vec{v}_g = (\vec{k}/k)C_f$ направлена вдоль волнового вектора \vec{k} и не зависит от направления магнитного поля. Групповая скорость ММЗ-волн $\vec{v}_g = \pm (\vec{B}_0/B_0)C_S$ направлена практически (с точностью до поправок $\sim C_S/C_f << 1$) вдоль магнитного поля. Поэтому БМЗ-волну иногда называют изотропной модой, а альфвеновскую и ММЗ волны - направляемыми модами (guided modes).

Для БМЗ-волны имеем

$$k_x^2(x) = \omega^2 / C_f^2(x) - k_z^2 - k_y^2.$$
(3)

Волна распространяется в области прозрачности, где $k_x^2 > 0$, и не может распространяться в области непрозрачности, где $k_x^2 < 0$. Эти две области разделены точкой поворота $x = x_0$, в которой $k_x^2(x_0) = 0$. В области прозрачности колебания представляют собой суперпозицию двух волн – падающей и отраженной от точки поворота. Подчеркнем, что в рамках приближения ВКБ волна может отражаться только в точках поворота. В области непрозрачности непрозрачности амплитуда волны убывает по экспоненциальному закону $\exp\left(-\left|\int_{x_0}^x k_x dx\right|\right)$.

Если область прозрачности с двух сторон ограничена точками поворота, то волна оказывается запертой между ними. Эту область можно рассматривать как резонатор (точнее, с учетом свободного распространения колебаний по осям yuz, правильнее говорить о плоском волноводе). При заданных k_y и k_z частота колебаний имеет дискретный набор значений, определяемый условием квантования Бора-Зоммерфельда:

$$\int_{x_0}^{x_1} k_x dx = \pi (n+1/2),$$

где x_1 – вторая точка поворота, n = 0, 1, 2, 3, ... квантовое число. Из (3) легко видеть, что в области прозрачности значения C_f^2 меньше, чем в области непрозрачности, т.е. области локализации БМЗ-волн связаны с минимумами в профиле $C_f^2(x)$.

Приближение ВКБ заведомо нарушается и не описывает колебания даже на качественном уровне, если масштаб неоднородности среды много меньше длины волны. Типичный пример – скачок параметров среды в некоторой точке. Волна испытывает частичное отражение от такого скачка, даже если по обе стороны от него расположены области прозрачности. Чем больше отношение значений C_f^2 по обе стороны от скачка, тем ближе коэффициент отражения БМЗ-волны к единице. Возможны резонаторы (волноводы), в которых одна или обе границы – это скачки параметров среды. Но даже в приближении идеальной плазмы такие резонаторы имеют конечную добротность. Запертая в них волна частично проникает за точки отражения и уносит энергию из резонатора. Идеально отражающие стенки (их роль в некоторых задачах о колебаниях околоземной плазмы может играть ионосфера) также можно рассматривать как определенного рода скачок параметров среды.



Рис. 2. Распределение скорости Альфвена (А) в меридиональной плоскости магнитосферы полдень-полночь (вверху) и в экваториальной плоскости (внизу)

В большей части магнитосферы $S^2/A^2 \approx \beta << 1$ и $C_f \approx A$. В отдельных областях величина β может принимать значения $\beta \sim 1$, но и в этом случае $C_f \sim A$. Имеется только одна область где $\beta >> 1$ - это тонкая приэкваториальная часть плазменного слоя, которая не играет существенной роли для крупномасштабных БМЗ-колебаний магнитосферы. Таким образом, определяющую роль для БМЗ-резонаторов и волноводов играет глобальное распределение в магнитосфере скорости Альфвена. Не менее важное значение это распределение имеет и для стоячих альфвеновских волн. Их продольная структура определяется распределением скорости Альфвена вдоль силовой линии, а поперечная – некоторыми интегральными (вдоль силовой линии) характеристиками, также связанными с ее распределением.

На рис.2 схематически представлено глобальное распределение скорости Альфвена в магнитосфере. В этом распределении находят отражение основные структурные элементы магнитосферы – магнитопауза, каспы, плазмосфера, доли хвоста и плазменный слой. При построении распределения, представленного на рис.2, использованы характерные значения параметров магнитного поля и плазмы, представленные в работах [3,4].

Из рис.2 видно, что самый крупномасштабный и глубокий минимум скорости Альфвена находится в ближней к Земле части плазменного слоя. Сравнительно малое значение геомагнитного поля и высокая плотность плазмы обеспечивает в этой области минимальное для всей магнитосферы значение скорости Альфвена $A_0 \sim 100$ км/с. Характерный размер этой области $L_0 \sim 10^5$ км. Из соображений размерности для частоты основной моды возможного в этой области резонатора получаем оценку $f_0 = \omega_0/2\pi \sim A_0/L_0 \sim 1$ мГц.

Исследование спектра частот и структуры собственных мод этого резонатора проведено в работе [4]. Поле БМЗ-колебаний описывается уравнением вида

$$\Delta \Psi + \frac{\omega^2}{C_f^2} \Psi = 0. \tag{4}$$

Это уравнение справедливо в ВКБ-приближении. Однако качественно, и до определенной степени количественно, оно правильно описывает и основные моды БМЗ-резонатора. В рассматриваемой области магнитосферы $C_f \approx A$. Распределение A предполагается аксиально-симметричным, тем самым игнорируется асимметрия утро-вечер и существование дальней части плазменного слоя. Численное решение (4) дает следующие значения для частот нескольких первых гармоник резонатора f_{mnl} (мГц):

m = 0			
$n \setminus l$	1	2	3
1	0.73	1.41	2.13
2	1.36	1.96	2.65
3	1.97	2.55	3.2
m = 1			
$n \setminus l$	1	2	3
1	1.04	1.66	2.42
2	1.66	2.24	2.91
3	2.29	2.84	3.47
m = 2			
$n \setminus l$	1	2	3
1	1.32	1.91	2.7
2	1.96	2.52	3.17
3	2.59	3.13	3.75

где l, m, n - волновые числа, нумерующие соответственно гармоники собственных колебаний по продольной и азимутальной координатам и по координате поперек магнитных оболочек. В спектре рассчитанных частот наблюдается интересная особенность. Частоты резонатора не распределены равномерно, а объединяются в отдельные группы. Так, частоты $f_{011}=0.73$ мГц и $f_{111}=1.04$ мГц представляют группы, состоящие из одной частоты. Группы частот $f_{012}=1.41, f_{021}=1.36, f_{211}=1.32$ мГц и $f_{121}=1.66, f_{112}=1.66, f_{311}=1.59$ мГц включают по три гармоники, расположенные вблизи средних частот $f \approx 1.35$ мГц и $f \approx 1.6$ мГц соответственно. Другие гармоники можно объединить в группы с частотами $f \approx 1.95$ мГц, $f \approx 2.2$ мГц, $f \approx 2.6$ мГц, $f \approx 3.1$ мГц..., включающие по 5-7 гармоник в каждой группе (с учетом гармоник с квантовыми числами: m>2, n, l>3).

Описанные собственные моды резонатора можно отождествить с наблюдаемыми в невозмущенной магнитосфере ($K_p < 3$) сверхнизкочастотными колебаниями с дискретным спектром частот: 0.8, 1.3, 1.9, 2.6, 3.1 . . . мГц ("магические частоты"), не зависящих от широты точки наблюдения [5,6]. Последнее свойство очевидным образом объясняется гипотезой БМЗ-резонатора. Численные значения частот также хорошо согласуются с результатами данной теоретической модели. Легко объясняется и локализация наблюдаемых колебаний - в полуночно-утреннем секторе на геомагнитных широтах от 60° до 80°. Обсуждаемые колебания достигают земной поверхности в виде резонансных альфвеновских волн, возбуждаемых собственными модами БМЗ-резонатора. Ближняя часть плазменного слоя с учетом его асимметрии утро-вечер проецируется как раз в область регистрации колебаний.

Независимые моды МГД-колебаний однородной плазмы – альфвеновская, БМЗ и ММЗ, строго говоря, не существуют в неоднородной плазме. Решение уравнений, описывающее поле МГД-колебаний в неоднородной среде таково, что в одной области пространства оно близко по своим свойствам (дисперсионному соотношению, поляризации) к какой-то одной моде однородной плазмы, в другой области – к другой моде. Резонансное взаимодействие между альфвеновской и БМЗ-волной в физике плазмы получило название альфвеновский резонанс, а в физике магнитосферы – резонанс силовых линий (field line resonance). В одномерно-неоднородном случае монохроматическая волна в большей части области своего существования представляет собой БМЗ-волну. Но на магнитной поверхности $x = x_A$, где ее частота совпадает с локальной альфвеновской частотой $k_{zN}A(x_A)$, амплитуда волны резко возрастает, а ее свойства вблизи этой поверхности совпадают со свойствами альфвеновской волны. Это трактуется как резонансное возбуждение альфвеновской волны быстрым магнитным звуком. Альфвеновский резонанс достаточно детально исследован и в аксиально-симметричном (т.е. двумерно-неоднородном) случае. Главные его свойства аналогичны описанным выше, хотя имеются и существенные отличия. Введем систему криволинейных ортогональных координат (x^1, x^2, x^3) , где координата x^1 нумерует магнитные оболочки, x^2 - азимутальная координата (обычно полагают $x^2 = \phi$ - азимутальный угол), x³ - определяет точки на силовой линии, дополняя систему координат до ортогональной. Поперечная мелкомасштабность альфвеновских волн позволяет представить их структуру в виде [7,8] :

$$\Phi(x^1, x^3) = U(x^1)T(x^1, x^3)\exp(ik_2x^2),$$

где функция $U(x^1)$ описывает мелкомасштабную поперечную структуру колебаний, а плавно меняющаяся функция $T(x^1, x^3)$ описывает их продольную структуру, зависящую от магнитной оболочки. Как было сказано выше, структура альфвеновских резонансных колебаний вдоль силовых линий представляет собой стоячие волны, описываемые собственными функциями $T_N(x^1, x^3)$, где $N=1,2,3,\ldots$ номер собственной гармоники. Для гармоник с N >>1 применимо приближение ВКБ по координате x^3 . В этом случае

$$T_N = \sqrt{2A/t_A p} \sin\left(\Omega_{TN} \int_{l_-}^l dl'/A\right), \quad \Omega_{TN} = \pi N/t_A, \quad t_A = \int_{l_-}^{l_+} dl/A,$$

где l – длина силовой линии, отсчитываемая от ионосферы. Гармоники с $N \sim 1$ можно рассчитать только численно. Альфвеновская волна локализована вблизи резонансной поверхности $x^1 = x_{TN}^1$, которая определяется условием $\omega = \Omega_{TN}(x_{TN}^1)$. Предполагая, что масштаб локализации достаточно мал для функции $\Omega_{TN}(x^1)$ примем линейное разложение

$$\Omega_{TN}^2(x^1) \approx \omega^2 [1 - (x^1 - x_{TN}^1)/l_N]$$



Рис. 3. Распределение в меридиональной плоскости амплитуды резонансных альфвеновских колебаний, возбуждаемых монохроматической БМЗ-волной, проникающей в дипольную магнитосферу из солнечного ветра

Вблизи резонансной поверхности для наиболее сингулярных компонент полей имеем

$$E_1, B_2 \sim \nabla U_N \sim (x^1 - x_{TN}^1 + i\varepsilon_N)^{-1},$$

где ε_N - регуляризирующий фактор, связанный с диссипацией резонансных колебаний в ионосфере. Источником таких резонансных альфвеновских колебаний могут быть БМЗволны, проникающие в магнитосферу из солнечного ветра. Распределение амплитуды таких колебаний в меридиональной плоскости, рассчитанное для аксиально-симметричной модели магнитосферы представлено на рис.3. Видно, что монохроматическая БМЗ-волна, проникающая в магнитосферу вблизи экваториальной плоскости, возбуждает в магнитосфере сразу несколько гармоник резонансных стоячих альфвеновских волн. При этом основная гармоника альфвеновских колебаний, локализованная на ближайшей к Земле резонансной магнитной оболочке, имеет очень малую амплитуду, поскольку резонансная поверхность расположена в области непрозрачности БМЗ-волны. А более высокие гармоники (N=2,3,4,5...), расположенные в области прозрачности БМЗ-волны, прослеживаются весьма отчетливо. Чем выше номер гармоники, тем ближе к магнитопаузе расположена ее резонансная поверхность.

Эта работа частично поддержана грантом РФФИ 12-02-00031-а и программой президиума РАН № 22.

Литература

- 1. *Гульельми А.В., Троицкая В.А.* Геомагнитные пульсации и диагностика магнитосферы. М: Наука. – 1973. – 208 с.
- 2. Сергеев В.А., Цыганенко Н.А. Магнитосфера Земли. М: Наука. 1980. 252 с.
- Borovsky J.E., Thomsen M.F., Elphic R.C., Cayton T.E., McComac D.J. The transport of plasma sheet material from the distant tail to geosynchronous orbit // J. Geophys. Res. - 1998 - V. 103. - P. 20297-20311.
- Mazur V.A. and Leonovich A.S. ULF hydromagnetic oscillations with the discrete spectrum as eigenmodes of MHD-resonator in the near-Earth part of the plasma sheet // Ann. Geophys. – 2006- V. 24. - P. 1639–1648.
- Ruohoniemi J.M., Greenwald R.A., Baker K.B. HF radar observations of Pc5 field line resonances in the midnight/early morning MLT sector // J. Geophys. Res. – 1991- V. 96.
 – P. 15697 - 15708.
- Samson J.C., Harrold B.G. Field line resonances associated with waveguides in the magnetosphere // Geophys. Res. Lett. – 1992 – V. 19 – P. 441 -449.
- Leonovich A.S., Mazur V.A. Resonance excitation of standing Alfven waves in an axisymmetric magnetosphere (monochromatic oscillations) // Planet. Space Sci. - 1989. -V. 37. - P. 1095 -1107.
- Leonovich, A.S. A theory of field line resonance in a dipole-like axisymmetric magnetosphere // J. Geophys. Res. - 2001. - Vol.106. - N A11. - P. 25803-25811.

On resonance properties of the Earth's magnetosphere

Leonovich A.S., Mazur V.A.

Institute of Solar-Terrestrial Physics SB RAS, Russia

The Earth's magnetosphere is formed by the interaction of the solar wind with the geomagnetic field and look like almost an empty cavity with very rarefied plasma. The boundary of the magnetosphere (magnetopause) is quite sharp from the side of oncoming solar wind and becomes blurred with distance in the geotail. Such structure of the magnetosphere was the basis for consideration the magnetosphere as a giant natural MHD resonator. Eigen-oscillations of the resonator appear in the form of various MHD oscillations - Alfven waves and fast (FMS) and slow (SMS) magnetosonic waves. Alfven and SMS waves propagate almost along the geomagnetic field lines. Because the footpoints of all field lines lie on the high-conductive ionosphere, which reflects well these MHD oscillations, they form a standing waves along the field lines. Alfven waves are the only ones of MHD oscillations, where the electric field component in the direction along the magnetic field lines is exited. This makes it possible to change the pitch angle distribution of the magnetospheric plasma particles, which leads to their precipitation into the ionosphere and formation of aurora.

Both the Alfven and SMS waves can be excited in the magnetosphere by their interaction with fast magnetic sound on the resonance surfaces. FMS waves can penetrate into the magnetosphere from the solar wind, or be excited in shear flow at the magnetopause, when solar wind flowing around the magnetosphere (Kelvin-Helmholtz instability). Inhomogeneity of the Earth's plasma creates cavity resonators for FMS waves in the magnetosphere, which eigen-frequencies are allocated in the observations in the lowest frequency parts of geomagnetic pulsation spectra. SMS waves, unlike the Alfven waves, strongly decay usually during the interaction with the background plasma. This enables the transfer of momentum from the solar wind into the magnetosphere with the flux of FMS waves and subsequent resonant excitation of SMS waves that transmit impulse to background magnetospheric plasma. One of the branches of the magnetospheric convection can be formed in this way in the geomagnetic tail lobes adjacent to the magnetopause.

Метод моделирования и прогнозирования ионосферных данных на основе совмещения вейвлет-преобразования и моделей авторегрессии-проинтегрированного скользящего среднего

Мандрикова О.В.^{1,2}, Глушкова Н.В.^{1,2}, Живетьев И.В.¹

¹Институт космофизических исследований и распространения радиоволн ДВО РАН, Россия ²Камчатский государственный технический университет, Россия

oksanam1@mail.kamchatka.ru, nv.glushkova@ya.ru

Аннотация

Работа направлена на создание средств анализа ионосферных параметров и выявления аномалий, возникающих в периоды ионосферных возмущений. В статье предложен *метод моделирования и анализа ионосферных параметров*, основанный на совмещении кратномасштабного анализа с моделями авторегрессии – проинтегрированного скользящего среднего. Метод позволяет выявлять закономерности в параметрах ионосферы, получать прогноз о вариациях, а также может быть использован для решения задачи заполнения прогуков в ионосферных параметрах с учетом их суточного и сезонного хода. Апробация метода выполнялась на данных критической частоты ионосферы f_OF2 и полного электронного содержания над Камчаткой и Магаданом (регистрацию данных выполняет ИКИР ДВО РАН).

Введение

Одной из важных задач анализа ионосферных данных является задача контроля состояния ионосферы и выделение и интерпретация аномалий, возникающих в периоды ионосферных возмущений [1-3]. Ионосферные аномалии могут быть обусловлены повышенной солнечной и сейсмической активностями [1-3]. Сложная структура ионосферных данных, наличие в них разномасштабных аномалий не позволяет использовать для их обработки традиционные методы, основанные на процедурах сглаживания [3]. Предложенный в статье метод моделирования и анализа ионосферных параметров основан на совмещении вейвлет-преобразования с моделями авторегресии-проинтегрированного скользящего среднего (АРПСС). В основе метода лежит конструкция кратномасштабного анализа, позволяющая представить исходный временной ряд в виде разномасштабных компонент, подавить шум и выделить устойчивые характеристики структуры данных. Для построения общей параметрической конструкции, описывающей временной ход данных и позволяющей построить их прогноз, выделенные характерные компоненты моделируются методами АРПСС. Построенные многокомпонентные модели временных рядов f_OF2 и полного электронного содержания (ПЭС) над Камчаткой и Магаданом позволили изучить регулярные суточные и сезонные изменения параметров. На основе оценки остаточных ошибок полученных моделей выявлены аномалии, возникающие в периоды повышенной солнечной активности и в периоды сильных землетрясений на Камчатке.

Описание метода

2.1. Построение модели. В качестве базового пространства регистрируемых дискретных данных рассмотрим замкнутое пространство $V_j = clos_{L^2(R)}(2^j\phi(2^jt - k)) : k \in Z)$ масштаба j = 0, порожденное скэйлинг-функцией $\phi \in L^2(R)$, где $L^2(R)$ – пространство Лебега [4]. На основе кратномасштабных разложений до уровня m, получим представление данных в виде [3]:

$$f_0(t) = \sum_{j=-1}^{-m} \left(g \left[2^j t \right] + e \left[2^j t \right] \right) + f \left[2^{-m} t \right], \tag{1}$$

где $f[2^{-m}t] \in V_{-m,g}[2^{j}t] \in W_{j}, W_{j}$ – пространство масштаба j, порожденное вейвлетбазисом $\Psi_{j,k}(t) = 2^{j/2}\Psi(2^{j}t-k)$; аппроксимирующая компонента $f[2^{-m}t] = \sum_{k} c_{-m,k}\phi_{-m,k}(t)$, где коэффициенты разложения $c_{-m,k} = \langle f, \phi_{-m,k} \rangle$, описывает тренд ряда; детализирующие компоненты $g[2^{j}t] = \sum_{k} d_{j,k}\Psi_{j,k}(t)$, где коэффициенты разложения $d_{j,k} = \langle f, \Psi_{j,k} \rangle$: $(j,k) \in I^{j}$, описывают разномасштабные детали; $e[2^{j}t] = \sum_{k} e_{j,k}\Psi_{j,k}$ – шумовые составляющие, где коэффициенты разложения $e_{j,k} = \langle f, \Psi_{j,k} \rangle$: $(j,k) \notin I^{j}$.

Для подавления шумовых составляющих $e[2^{j}t]$ и выделения компонент $f[2^{-m}t]$ и $g[2^{j}t]$, описывающих устойчивые характеристики структуры данных, применим следующие операции:

- 1. Восстановим каждую из полученных компонент (1) до исходного масштаба j = 0, получим восстановленные компоненты вида: $f_0^{\mu}(t) = \sum_k c_{0,k}^{\mu} \phi_{0,k}(t), g_0^{\mu}(t) = \sum_k d_{0,k}^{\mu} \Psi_{0,k}(t), e_0^{\mu}(t) = \sum_k e_{0,k}^{\mu} \Psi_{0,k}(t)$ где μ - номер компоненты.
- 2. Используя традиционный подход [5], определим модели из класса моделей АРПСС для аппроксимации каждой из полученных восстановленных компонент.
- 3. Выполним диагностические проверки полученных моделей компонент [5]. Если диагностические проверки модели компоненты подтверждают её адекватность данным, то будем считать, что модель компоненты готова к использованию и данная компонента, описывает *устойчивые характеристики* структуры данных.
- 4. Используя соотношение (1) объединим модели выделенных компонент в общую многокомпонентную конструкцию (остальные компоненты ряда из соотношения (1) будем считать шумовыми). Получим параметрическую *многокомпонентную конструкцию*, описывающую временной ход данных:

$$f_0(t) = \sum_{\mu = \overline{1,M}} \sum_{k=\overline{1,N_j^{\mu}}} s_{j,k}^{\mu}(t) b_{j,k}^{\mu}(t) , \qquad (2)$$

где $s_{j,k}^{\mu}(t) = \sum_{l=1}^{p_j^{\mu}} \gamma_{j,l}^{\mu} \omega_{j,k-l}^{\mu}(t) - \sum_{n=1}^{h_j^{\mu}} \theta_{j,n}^{\mu} a_{j,k-n}^{\mu}(t)$ - оценочное значение μ -ой компоненты, $\gamma_{j,l}^{\mu} p_j^{\mu}$ – параметры и порядок авторегрессионной модели μ -ой компоненты, $\omega_{j,k}^{\mu}(t) = \nabla^{\nu^{\mu}} \beta_{j,k}^{\mu}(t)$, $\beta_{j,k}^1 = c_{j,k}^1, \ \beta_{j,k}^{\mu} = d_{j,k}^{\mu}, \ \mu = \overline{2, M}, \nu^{\mu}$ – порядок разности μ -ой компоненты, $h_j^{\mu}, \theta_{j,k}^{\mu}$ – порядок модели и параметры скользящего среднего модели μ -ой компоненты, $a_{j,k}^{\mu}$ – остаточные ошибки модели μ -ой компоненты, M – количество моделируемых компонент, описывающих устойчивые характеристики структуры данных, N_j^{μ} – длина μ -ой компоненты, j– масштаб. Замечание. Введенное соотношение (2) верно для любого масштаба j. Поэтому процедура идентификации модели может быть выполнена без операции восстановления компонент до исходного масштаба j = 0 (см. операция 1.). На основе изменения уровня разложения и применения различных вейвлет-функций может быть выбрана наилучшая многокомпонентная модель временного ряда.

Прогнозирование данных и обнаружение аномалий

Прогнозирование значения $s_{j,k+q}^{\mu}$, $q \ge 1$ (см. соотношение (2)) определяет прогноз $s_{j,k}^{\mu}$ в момент t = k с упреждением q. Значение $s_{j,k+q}^{\mu}$ на основе полученной модели (2) определяется как $s_{j,k+q}^{\mu}(t) = \sum_{l=1}^{p_j^{\mu}} \gamma_{j,l}^{\mu} \omega_{j,k+q-l}^{\mu}(t) - \sum_{n=1}^{h_j^{\mu}} \theta_{j,n}^{\mu} a_{j,k+q-n}^{\mu}(t)$. Остаточные ошибки μ -ой компоненты модели масштаба j определяются как разность между прогнозными и фактическими значениями данных в момент времени t = k+q: $a_{j,k+q}^{\mu}(t) = s_{j,k+q,\text{прогноз}}^{\mu}(t) - s_{j,k+q,\text{фактич}}^{\mu}(t)$. Если в данных возникает аномалия, то произойдет изменение их структуры и абсолютные значения остаточных ошибок возрастут. Поэтому *процедура выделения аномалий* может быть построена на оценке остаточных ошибок полученных моделей компонент при выполнении операции прогнозирования. Обнаружение аномалий в компоненте с номером μ масштаба j будем выполнять на основе проверки условия:

$$D_{U_j} = \frac{1}{U_j} \sum_{q=1}^{U_j} \left(a_{j,k+q}^{\mu}(t) \right)^2 > T_{A_j}, \tag{3}$$

где T_{A_j} – некоторое наперед заданное пороговое значение, определяющее наличие в данных аномалий масштаба j, U_j - длина окна наблюдения на масштабе j.

Результаты моделирования и анализа данных

В процессе исследований использовались часовые данные foF2 и двухчасовые данные ПЭС. Учитывая сезонный характер ионосферного процесса, данные предварительно были разделены на сезоны и моделировались отдельно. На основе изменения уровня разложения и применения различных вейвлет-базисов (использовались базисные функции семейства Добеши), для описания временного хода foF2 были получены разные модели вида (2) (см. замечание п.2.1). Путем минимизации остаточных ошибок полученных моделей, определена наилучшая модель временного хода foF2, которая в вейвлет-пространстве имеет следующий вид:

$$f_0(t) = f\left[2^{-3}t\right] + \sum_{j=-2}^{-3} g\left[2^j t\right] + e\left[2^{-1}t\right],\tag{4}$$

где компонента $f[2^{-3}t] = \sum_{k} c_{-3,k}\phi_{-3,k}(t)$ – описывает тренд ряда, компоненты $g[2^{j}t] = \sum_{k} d_{j,k}\Psi_{j,k}(t), j = -2, -3$ – описывают разномасштабные детали, $e[2^{-1}t]$ – шумовая составляющая. Для полученных на основе соотношения (4) восстановленных компонент $f_{0}^{1}(t) = \sum_{k} c_{0,k}^{1}\phi_{0,k}(t)$ и $g_{0}^{\mu}(t) = \sum_{k} d_{0,k}^{\mu}\Psi_{0,k}(t), \mu = 2, 3$ были идентифицированы проинтерированные авторегрессионные модели второго порядка. На рис.1 показаны результаты моделирования данных foF2 станции "Паратунка". Анализ рис.1 показывает, что модель позволяет выполнять прогноз вариаций критической частоты с шагом упреждения пять часов. Сопоставление результатов моделирования с геомагнитными данными и данными

каталога землетрясений показало, что в периоды повышенной солнечной и сейсмической активности наблюдается увеличение ошибок моделей. На рис.2 представлены результаты моделирования foF2 и ПЭС. Выявление аномалий основано на формуле (3). Анализ рис.2 показывает, что накануне землетрясений наблюдается локальная аномальная особенность в ионосфере длительностью несколько часов (в данных foF2 30.06.05). В период землетрясений возникает крупномасштабная аномалия длительностью более суток (в данных foF2 и ПЭС).

Вывод

Предложенный в статье *метод моделирования и анализа ионосферных параметров* позволил построить модели временного хода foF2 и ПЭС и выявить аномальные особенности, возникающие в ионосфере в периоды возрастания солнечной и сейсмической активности на Камчатке.

Работа поддержана грантом РФФИ – ДВО РАН №11-07-98514-р_восток_а и грантом "У.М.Н.И.К." - № 9633р/14207 от 30.08.2011. Данные сейсмического каталога любезно предоставлены Камчатским филиалом геофизической службы РАН (г. Петропавловск-Камчатский).



Рис. 1. Моделирование данных f₀F2 за период 09.02.2011-27.02.2011 гг.

Литература

- 1. *Афраймович Э.Л.* GPS- мониторинг верхней атмосферы Земли / Э.Л.Афраймович, Н.П. Перевалова Иркутск: ГУ НУ РВХ ВСНЦ СО РАМН, 2006.-480с.
- 2. Липеровская Е.В., Липеровский В.А., Похотелов О.А. О возмущениях в F-области ионосферы перед землетрясениями // Геофизические исследования. -2006. -№ 6. -С. 51-58.
- 3. S. Mallat A Wavelet tour of signal processing [пер. с анг.] -М.: Мир, 2005. -671 с.
- 4. Мандрикова О.В., Глушкова Н.В. Моделирование и анализ данных критической частоты ионосферы на основе совмещения вейвлет-преобразования и моделей авторе-



Рис. 2. Моделирование данных f₀F2 и ПЭС за период 27.06.2005-10.07.2005гг. Стрелками отмечены землетрясения. Крупномасштабная аномалия выделена пунктиром.

грессии// 14-я Международная конференция "Цифровая обработка сигналов и ее применение – DSPA-2012", Москва. Т. 2. -С. 346-349.

5. *Бокс Дж., Дженкинс Г.* Анализ временных рядов прогноз и управление. -М.: Мир, 1974. -604 с.

Method of modeling and forecasting of ionospheric data based on the combination of wavelet transform and autoregressive-integrated moving average models

Mandrikova O.V.^{1,2}, Glushkova N.V.^{1,2}, Zhivetiev I.V.¹

¹ Institute of Cosmophysical Researches and Radio Wave Propagation FEB RAS, Russia ² Kamchatka State Technical University, Russia

The work is focused on the development of technologies and software systems for the study of the time variations of ionospheric parameters and detection anomalies that can occur during periods of ionospheric disturbances. The paper describes a method of modeling of calm (background) variations of the critical frequency of the F2 layer of the ionosphere. The method is a combination of multiply-scaled analysis and methods of autoregressive-integrated moving average (ARIMA). This method allows identifying typical behavior of ionospheric parameters, making forecast with five-hour increments and detecting anomalies which occur during periods of ionospheric disturbances. Using multiply-scaled analysis allows us to decompose the time series into components and simplify the complex structure of the data. Computational algorithms developed on the basis of the method provide a selection of informative components and noise reduction; these informative components are modeled by ARIMA methods. Forecasting and analysis of residual errors of the model provides detection of anomalies which can occur during periods of ionospheric disturbances. The proposed method can be used to fill data gaps with respect to diurnal and seasonal variation.

To test the method, we used data of the critical frequency of the F2 layer of the ionosphere (registered at the station Paratunka, IKIR FEB RAS), as well as data of the total electron content in the ionosphere over Kamchatka. We detected some peculiarities associated with solar and seismic activity on Kamchatka using the method we developed.

Исследование вертикальной стратификации фонового наполнения стратосферы аэрозоля над Томском в 2011гг., выполненные на лидарной станции ИОА СО РАН

Маричев В.Н.

Институт оптики атмосферы им. В.Е. Зуева СО РАН, Россия

marichev@iao.ru

В статье в качестве параметра, описывающего вертикальную стратификацию аэрозоля, представлена оптическая характеристика R(H) – отношение аэрозольного рассеяния (H – текущая высота). По определению R(H) – отношение суммы коэффициентов аэрозольного и молекулярного коэффициентов обратного рассеяния к молекулярному коэффициенту обратного рассеяния. Для примера, выполнение условий R(H)=1 означает отсутствие на данных высотах аэрозоля, и, наоборот, там, где $R(H) \ge 1$, появляется аэрозоль. По значению R(H) определяется вклад аэрозольного рассеяния в общее, и, косвенным путем, оценивается величина аэрозольной компоненты.

По результатам лидарных измерений выявлена некоторая особенность вертикального наполнения аэрозолем нижней и средней стратосферы для 2011г. Для предыдущих лет характерным являлось ситуация с максимальным аэрозольным наполнением стратосферы в январе, убыванием в феврале, практически отсутствием за период март- июль и началом роста наполнения с августа до максимального значения в январе [1].

В 2011г. для зимнего периода вертикальная стратификация аэрозоля напоминала ситуацию с 2010г. Однако в 2011г. аэрозоль в стратосфере продолжал наблюдаться в марте и апреле и исчез лишь в мае (рис.1). Причем наполнение в марте распространялось до высот 40км и по интенсивности превосходило февральское, а наполнение за апрель было сравнимо с последним.



Рис. 1. Типичное наполнение аэрозолем стратосферы в первое полугодие 2011г.

Следует отметить, что в отличие от наблюдений 2008-9гг, для которых характерным являлось достаточно частое появление аэрозольных слоев над Томском, образовавшихся в результате вулканических выбросов, стратосфера не была подвержена вулканической активности. Исключением были наблюдения в июле, когда на высоте 15км (6 июля), а также выше на 17км (14 июля), на 15 и 17 км (15 июля), на 16км (25июля), на 14км (30 июля)были обнаружены аэрозольные слои (рис. 2).



Рис. 2. Вертикальная структура аэрозоля в июле 2011г.

Особенно четко выделялся этот слой 6-го июля с отношением аэрозольного рассеяния R=2, тогда как для других отмеченных случаев R=1.2-1.3. Появление данных аэрозольных слоев вызвано извержением вулкана Гримсвотн в Южной Исландии, начавшемся 21мая.

Как интересное событие приводим наблюдения серебристых облаков (рис.3).



Рис. 3. Лидарные наблюдения серебристых облаков над Томском. По оси абсцисс высота, по сои ординат – лидарный сигнал в количестве одноэлектронных импульсов. На каждом графике приведено местное время наблюдений.

Это был единственный случай их появления над Томском в 2011г., который произошел 4 июля. Из рисунка, где показаны лидарные сигналы с сериями накоплений по 10 мин. видно, что серебристые облака устойчиво локализуются на высоте 80 км, а их толщина изменяется от 2 до 3км. Ранее, в 2008г., серебристые облака в лидарных наблюдениях регистрировались над Томском постоянно длительный период с июня по сентябрь. Они имели два максимума аэрозольного рассеяния, расположенных на высоте около 78 и 88км.

Поведение вертикального распределения аэрозоля, наблюдаемого в августе 2011г., приведено на рис.4.



Рис. 4. Вертикальная структура аэрозоля в августе 2011г

В первой половине августа отмечалось аэрозольное наполнение в нижней части стратосферы до высот 25км. Максимум отношения рассеяния мог превышать величину 1.2. и находился на уровне около 15км. Небольшие следы аэрозоля были заметны в интервале высот 25-40км. Во второй половине месяца происходило некоторое изменение в распределении аэрозольной компоненты. Так, с 17 по 23 августа высота максима снизилась до 11км, а его величина возросла до R≥1.4. к концу месяца высота максимума вышла на прежний уровень 15км.

Результаты наблюдений за аэрозольной компонентой в стратосфере за октябрь представлены на рис.5.



Рис. 5. Вертикальная структура аэрозоля в сентябре 2011г

Как и в августе, регистрируется заметное присутствие аэрозольной компоненты в нижней половине стратосферы с определенной временной динамикой. Интервал высот вертикального распространения аэрозоля может несколько расширяться, основное содержание смещается вниз. Почти в половине случаев наблюдается двух или трехслойная структура.

На следующем рис.6. показаны данные лидарных измерений аэрозоля в октябре 2011г.



Рис. 6. Вертикальная структура аэрозоля в октябре 2011г

Из рис.6. видно, что в целом продолжается возрастание аэрозольного наполнения стратосферы. Четко отмечается интервал распространения аэрозоля в стратосфере до высоты 30км; выше аэрозоль практически отсутствует. Отмечается устойчивая тенденция роста отношения рассеяния до значения R=1.6. и высотного смещения его максимума с 15 км до 17.5.

Для ноября 2011г. (рис.7) характерна сильная динамика аэрозольной стратификации нижней стратосферы. Так, если 7 ноября отмечается слабое аэрозольное наполнение в интервале высот 10-25 км., то 15 ноября происходит его резкое возрастание как по величине до R=1.8 на высоте 12.5км., так и по протяженности до 35км. В 20-х числах интервал



Рис. 8. Вертикальная структура аэрозоля в декабре 2011г.

распространения аэрозольной компоненты сохраняется, и даже увеличивается до высот около 40км, а интегральное содержание аэрозоля несколько уменьшается.

В декабре аэрозольная компонента заполняет практически всю стратосферу, и интегральное содержание аэрозоля в ней заметно возрастает (рис.8). Несколько меньшее содержание аэрозоля отмечается на графиках за 18 и 26 декабря, но оно компенсируется мощным слоем на высоте около 10км. Если сравнивать аэрозольное наполнение стратосферы за ноябрь-декабрь 2010 и 2011гг., то заметно существенное увеличение содержания аэрозоля в 2011г.

Работа выполнена при финансовой поддержке интеграционного проекта СО РАН №106, РФФИ (проект 13-05-01036а) и Минобрнауки РФ (ГК № 14.518.11.7053, соглашение № 14.В37.21.0612).

Литература

 Маричев В.Н. Экспериментальные исследования изменчивости вертикальной структуры аэрозоля в стратосфере над Томском на малой станции высотного зондирования атмосферы ИОА СО РАН в 2009-2011г. //Сборник статей XVIII Международного симпозиума "Оптика атмосферы и океана. Физика атмосферы". - Томск.-2011-.D138-D142.

Investigation of variability of the background aerosol vertical structure above Tomsk in 2010–2011 carried out at IOA SB RAS lidar observatory

Marichev V.N.

V.E. Zuev Institute of Atmospheric Optics SB RAS, Russia

The paper analyzes experimental data on variations of vertical-temporal structure of aerosol, which were obtained using a lidar complex of the station of high-altitude atmospheric sensing (SHAS) IAO SB RAS for the period 2010-2011. A characteristic feature of this period was almost no volcanic activity with emissions to the stratosphere. This made it possible to study the behavior of the vertical structure of the background aerosol in the stratosphere on a monthly basis for certain nights during two years. The analysis of the results revealed differences in the vertical stratification of aerosol between 2010 and 2011. For 2010, the aerosol loading was maximal in January up to heights of 30 km, it diminished starting from February until almost no decrease in March-August, and showed a steady growth since September. In 2011, the aerosol loading of the stratosphere was more intense and longer-term. For instance, the height of the extension of the aerosol component reached 40 km in January-March, and the aerosol was absent in the stratosphere within three months (May-July).

Анализ потенциальных возможностей лидарных измерений плотности воздуха в средней атмосфере

Маричев В.Н.^{1,2}, Бочковский Д.А.¹

¹Институт оптики атмосферы им. В.Е. Зуева СО РАН, Россия

²Национальный исследовательский Томский государственный университет, Россия

Плотность воздуха, наравне с температурой, давлением и влажностью, является одной из основной метеорологических характеристик атмосферы. В атмосфере она испытывает экспоненциальное убывание с высотой. На всех высотных уровнях средней атмосферы (20-80 км) наблюдается выраженный сезонный ход среднемесячных значений плотности с максимальными значениями летом и минимальными зимой для северного полушария. Для южного полушария такой ход противоположный. Амплитуда годового колебания увеличивается с широтой и нарастает с высотой. В вышеизложенном материале мы кратко привели некие средние значения изменения плотности воздуха средней атмосферы с широтой, высотой и месяцами года согласно модельному представлению CIRA-86. В реальности плотность воздуха атмосферы за счет воздействия быстродействующих и мелкомасштабных процессов подвержена значительным пространственно-временным колебаниям (включая суточные), и ее истинные значения будут существенно отличаться от модельных.

Для решения отельных научных и прикладных задач необходима оперативная информация о реальном высотном распределением плотности атмосферы. Преимущественно она нужна при проведении посадок космических аппаратов (KA).

Нами предлагается рассмотреть вариант применения лидарных методов и средств зондирования атмосферы. Развитие лидарных технологий привело к их широкому использованию для исследования состава и свойств средней атмосферы как за рубежом, так и у нас в стране. В мировом масштабе лучшая лидарная техника сосредоточена на сети лидарных обсерваторий NDACC (Network for the Detection of Atmospheric Composition Change http://www.ndsc.ncep.noaa.gov/). Более чем на двадцати станциях этой сети проводятся регулярные наблюдения стратосферного и тропосферного озона, температуры, аэрозоля и стратосферных облаков. В России подобные лидарные исследования выполняются на лидарных станциях институтов РАН в Томске, Якутске, Петропавловск-Камчатском и Владивостоке. На них также наблюдаются озон, температура и аэрозоль в стратосфере и мезосфере[1-3]. Однако, целенаправленных и систематических исследований особенностей изменения плотности атмосферы, нет. Целью настоящей работы является проведение на первом этапе оценки потенциальных возможностей лидарных измерений плотности воздуха в средней и верхней атмосфере при зондировании с Земли, самолета и с космического аппарата.

Формулы для расчета плотности и стандартного отклонения

При условии зондирования атмосферы, начиная с высот 20 и более км, плотность атмосферы ρ связана с молекулярным коэффициентом обратного рассеяния и лидарным сигналом определенными константами:

$$\rho(H) = const_1 * \beta_{\pi M}(H) = const_2 * \frac{N_{\mathcal{I}}(H)}{H^2}$$
(1)

В данном случае предполагается, что пропускание слоя атмосферы выше 20 км равно 1, а все ослабление излучения происходит ниже уровня 20 км и величина $T_M^2(H)$, $T_a^2(H)$ является константой и входит в const₂. Значение const₂ может быть определено при калибровке на определенной высоте, для которой известна величина плотности. Тогда профиль плотности атмосферы можно вычислить по простой формуле:

$$\rho(H) = \frac{N_{\pi}(H) * H^2}{N_{\pi}(H_k) * H_k^2} * \rho(H_k)$$
(2)

где H_k - высота калибровки.

Среднеквадратичная ошибка измерений определится статистикой Пуассона, свойственной для лидарных сигналов, и будет равна:

$$\frac{\delta\rho}{\rho}(H) = \left\{\frac{N_{\Pi}(H_k) + N_{\phi} + N_T}{[N_{\Pi}(H_k)]^2} + \frac{N_{\Pi}(H) + N_{\phi} + N_T}{[N_{\Pi}(H)]^2}\right\}^{\frac{1}{2}}$$
(3)

Исходные данные

,

Расчеты лидарных сигналов проводились для двух апертур с диаметрами 0.3 и 0.5 м и излучения на длине волны 532 нм в интервале высот 20-100 км при следующих входных параметрах:

$$\eta = 0.1$$
 $E_0 = 0.8$ Дж $hv = 3.736 * 10^{-19}$ Дж $T_{ann} = 0.2$
 $T_M^2(H) * T_a^2(H) = 0.34$ $\Delta H = 1$ $f = 20$ Гц $\Delta t = 600c$

Обратный коэффициент молекулярного рассеяния вычислялся через объемный коэффициент релеевского рассеяния β_g по формуле: $\beta_{\rm M\pi} = \frac{1,5*\beta_g}{4*\pi}$ Вертикальное распределение β_q бралось из модели.

Значения фонового сигнала рассчитывалось для $T^{\text{апп, пр}} = 0.3$ при трех значениях ширин интерференционных фильтров и двух полей зрения приемного телескопа:

 $\Delta \lambda_1 = 0.5$ HM $\Delta \lambda_2 = 1$ HM $\Delta \lambda_3 = 10$ HM

$$\gamma_1 = 1$$
мрад $\gamma_2 = 0.1$ мрад

Рассматривались пять значений яркости неба, от дневных до сумеречных засветок, взятых из, до ночного времени:

$$B_{z1} \div B_{z6}[\text{BT.CM}^{-2} * \text{CTEP.MKM}^{-1}]$$

При расчете темновой компоненты шума скорость поступления темновых фотоимпульсов задавалось величиной $f_T = 50$ имп * c^{-1} .

Наконец, калибровка проводилась на высоте 20 км, где значение плотности атмосферы по модели равнялась $8.7 \Gamma/M^3$.

Зондирование с уровня Земли

На рис. 1 приведены графики изменения среднеквадратичного отклонения лидарных измерений плотности атмосферы с уровня Земли при точности 10% для разных полей зрения с ширинами светофильтров 10, 5, 2, 1 и 0.5 нм.

Видно, что при поле зрения 1 мрад и радиусу зеркала 0.3 м при дневных условиях достижимо измерение плотности атмосферы с приемлемой точностью (10%) до высот 35 – 42 км в зависимости от ширины светофильтров. Для сумеречных условиях потолок увеличивается до высот 55-60 км и ночью может достигать более 70 км.

Точностные характеристики значительно улучшаются при более узком поле зрения 0.1 мрад, которое, в силу сложности его реализации в приемопередатчике лидара, следует



Рис. 1. Графики изменения среднеквадратичного отклонения лидарных измерений плотности атмосферы с уровня Земли при точности 10%

считать предельным. Днем уровень 10% погрешности отмечается на высотах 50-57 км, в сумерках – на 55-70 км и ночью до высот 80 км.

При поле зрения 1мрад и радиусу зеркала 0.5 м измерения плотности атмосферы на уровне 10% можно проводить до высот 40-45км, в сумерках – от 45 до 60 км и ночью до 75-80 км. Для поля зрения 0.1мрад соответствующие показатели следующие: день – 50-6 0км, сумерки – 60-70 км, ночь – 70 -80 км.

Зондирование с борта самолета

При зондировании с борта самолета предполагался полет на высоте 10 км. По сравнению с зондированием с уровнем Земли с высоты 10 км уровень фоновых засветок сокращался примерно в 4 раза, а ослабление сигнала за счет исключения двойного прохождения лучом слоя атмосферы 0-10 км уменьшалось в 10 раз. Указанные обстоятельства показывают преимущества самолетных измерений.

Результаты расчета, выполненные для тех же параметров лидара, как при измерениях с уровня Земли, приведены на рис.2. При диаметре зеркала 0.3 м, потолок зондирования на уровне 10% погрешности для дневных условий возрос до 40-50 км., для сумеречных до 50- 60 км и ночью до 55-70 км при измерениях на светофильтрах с спектральными ширинами 10 и 0,5 нм и полем зрения 1мрад. Соответствующие показатели составили 55-65 км, 60-70 км и 70-80 км для поля зрения 0.1мрад. При приеме сигналов зеркалом с диаметром 0.5м высота 10%-го уровня погрешности увеличилась, но не существенно. Для поля зрения 1мрад она возросла примерно на 5 км по сравнению с зеркалом диаметра 0.3 м для дневных, сумеречных и ночных условий наблюдений. Предельные точностные характеристики измерений достигаются при наиболее узком поле зрения 0.1мрад. Днем при стандартном отклонении 10% доступны высоты до 65 км, в сумерки – до 75 км и ночью – до 85 км.

Зондирование с борта космического аппарата

Данный вариант предполагает измерения плотности атмосферы лидаром, установленным на сегменте МКС с высотой орбиты вращения 414 км. Преимуществом зондирования из космоса является увеличение сигнала пропорционально плотности воздуха по экспоненциальной зависимости по мере его вхождения в атмосферу, а недостатком – большое расстояние, квадрат которого приводит к значительному уменьшению лидарного сигнала.

На рис. 3 приведены точностные характеристики измерений космическим лидаром с радиусом приемного зеркала 0.3 м и 0.5 м. Из графиков отчетливо видно, что они значи-



Рис. 2. Графики изменения среднеквад
ратичного отклонения лидарных измерений плотности атмосферы с борта самолета при точност
и10%



Рис. 3. Графики изменения среднеквадратичного отклонения лидарных измерений плотности атмосферы с борта космического аппарата при точности 10%

тельно хуже по сравнению с наземным и самолетным зондированием. Вместе с тем заметно, что их разброс между наблюдениями днем и ночью значительно сократился примерно до интервала 10 км. В зависимости от спектральной ширины светофильтра при поле зрения 1 мрад наблюдения с погрешностью 10% днем можно проводить до высот 33-40 км, ночью – до 45-55 км. Для поля зрения 0.1 мрад эти показатели заметно улучшаются и охватывают диапазоны высот 45-55 км и 57-67 км.

Заключение

Из анализа потенциальных возможностей лидарных измерений плотности атмосферы на основе числовых результатов расчета выявлено очевидное преимущество зондирования с борта самолета. Последнее достигается за счет исключения двойного прохождения луча наиболее сильно рассеивающего нижнего слоя 0-10км, квадрат прозрачности которого составляет около 0.1, и уменьшения фоновых засветок в 4 раза. Показано, что при достаточно умеренных параметрах лидара с приемной апертурой радиуса 0.3-0.5, Nd: YAG-лазера с энергией импульса 0.8 Дж на длине волны 532 нм, частотой посылок 20 Гц, при реальных полях зрения приемной системы 0.1-1 мрад, спектральных ширинах светофильтров 0.5-10 нм, и небольшим временем накопления сигнала 10мин. на уровне стандартного отклонения 10% для самолетного варианта достижимы высоты : 40-65 км – днем, 50-70 – в сумерках, 55-80 –ночью. При наблюдениях из космоса за счет большого удаления космического аппарата от объекта зондирования подобные показатели самые низкие:33-55 км – день, 45-67 – ночь. При наземных измерениях диапазоны достижимых высот занимают промежуточное положение.

Литература

- 1. *Маричев В.Н.* Лидарные исследования проявления стратосферных потеплений над Томском в 2008-2010 гг. // Оптика атмосферы и океана. -2011. -Т. 24. -№ 5. -С.386-391.
- 2. *Маричев В.Н., Самохвалов И.В.* Лидарные наблюдения аэрозольных вулканических слоев в стратосфере Западной Сибири в 2008-2010гг. // Оптика атмосферы и океана. -2011. -Т. 24. -№ 03. -С.224-231.
- 3. Бычков В.В., Шевцов Б.М., Маричев В.Н. Некоторые среднестатистические характеристики появления аэрозольного рассеяния в средней атмосфере Камчатки. // Оптика атмосф. и океана. -2012. -Т. 25. -№8. -С.868-870.

Analysis of potential capabilities of lidar measurements of air density in the middle atmosphere

Marichev V.N., Bochkovsky D.A.

V.E. Zuev Institute of Atmospheric Optics SB RAS, Russia

In the present paper, the potential capabilities of lidar measurements of the atmospheric density in the middle atmosphere are analyzed. Calculations are performed for the lidar with quite moderate specifications: transmitter comprising a solid Nd: YAG-laser with a wavelength of 532 nm, pulse energy of 0.8 J, and repetition frequency of 20 Hz and receiving system comprising primary mirrors with radii of 0.3 and 0.5 m, field-of-view angles of 0.1 and 1 mrad, and spectral widths of the filter of 0.5, 1, and 10 nm. The signal acquisition time is 10 min for spatial resolution of 1 km. Three sensing options are analyzed: from the ground level, from

an aircraft (with 10-km flight altitude), and from an ISS with orbit altitude of 414 km. It is demonstrated that for a standard deviation of 10%, maximum sensing altitudes of 40-65km can be reached in the daytime, 50-70 km in the twilight, and 55-80 km at night for the best option - aircraft observations. For observations from space, maximum sensing altitudes are the lowest ones: 33-55 km in the daytime and 45-67 km at night due to large distances from the space vehicle to the object being sensed. For ground-based measurements, the maximum sensing altitudes lie between these values.

Поведение вертикального распределения температуры и плотности воздуха в средней атмосфере над Томском во время стратосферных потеплений и спокойные периоды

Маричев В.Н.^{1,2}, Бочковский Д.А.¹

¹Институт оптики атмосферы им. В.Е. Зуева СО РАН, Россия

²Национальный исследовательский Томский государственный университет, Россия

marichev@iao.ru, moto@iao.ru

Хорошо известно, что в условиях чистой, свободной от аэрозоля молекулярной атмосферы, лидарные измерения могут быть использованы для нахождения плотности атмосферы. Данное обстоятельство обусловлено пропорциональной связью лидарных сигналов через коэффициент обратного молекулярного рассеяния с плотностью воздуха. На практике такие лидарные наблюдения за плотностью воздуха применимы в средней атмосфере. Несмотря на простоту определения указанного параметра лидарным методом, подобные измерения не ведутся. По крайне мере о выполнении последних в стратосфере и нижней мезосфере авторам неизвестно. Вместе с тем измерения других параметров и физических величин, таких, как температура, аэрозоль и озон широко проводятся за рубежом, например, на сети лидарных обсерваторий NDACC (Network for the Detection of Atmospheric Composition Change, http://www.ndsc.ncep.noaa.gov/) и в России на лидарных станциях институтов PAH [1-3]. В статье рассматривается поведение плотности атмосферы в стратосфере во время ее возмущенного состояния, вызванного внезапными стратосферными потеплениями (СП), и сравнение с поведением в спокойные летние периоды. Одновременно рассматривались изменения вертикального распределения температуры.

Стратосферное потепление 2009/10гг.

СП 2009/10гг относилось к мажорному типу, при котором произошла перестройка циркуляции воздушных масс с западного направления на восточное. Это было самое продолжительные СП за весь опыт лидарных наблюдений с 1996г, которое началось с 15 января и завершились в конце февраля [1]. Также это было самое мощное потепление, при котором температура в отдельные ночи в стратопаузе доходила до $+30^{0}$ С, а уровень стратопаузы опускался до 37-38км (см.рис.1).

Почти до конца января характерным для профиля температуры была структура с положительной полуволной в стратосфере и отрицательной в мезосфере. С конца января и весь февраль очаг потепления постепенно убывал и был локализован только в нижней части профиля ниже 40км. Стратопауза опускалась до рекордно низких высот 23-25км. В верхней части профиля распределение температуры было близко к модельному и измеренному со спутника.

Результаты анализа вертикального распределения плотности и температуры воздуха в стратосфере приведены на рис. 2. Здесь для отдельных ночей наблюдений показаны отклонения этих метеовеличин от среднемесячных значений, взятых из модели CIRA-86.

Как видно из рисунков 1 и 2, отклонения идут в противофазе, и их максимальные значения приходятся на период наиболее интенсивного развития СП 22-26 января. Пик наблюдается на высоте 36 -37км. и достигает 30%. В конце месяца амплитуда отклонений спадает до 15-10%, как и их высотный диапазон, в котором они наблюдаются, с 45-50км \div 22км (23.01) до 35 \div 22км (31.01). Противоположные отклонения происходят на больших высотах. Они могут доходить до 20% (29.01) и распространяться на область высот 40 \div 50км.



Рис. 1. Лидарные наблюдения аномального распределения температуры в стратосфере в период СП января 2010г. Лидарные профили приведены со стандартным отклонением. Пунктирная кривая – модель CIRA-86



Рис. 2. Отклонения профилей плотности ($\rho - \rho_{cira} / \rho_{cira}$, 100% (кривая1) и температуры (T-T_{cira} / T_{cira})*100% (кривая2) в процентах от среднемесячных значений. Для ρ и T на графиках приведены также коридоры стандартного отклонения

До высоты 28 км., на которой для обеих метеовеличин выделялся некий экстремум., коридор отклонений не превышал 5%, при этом отрицательный тренд отмечался для плотности, положительный – для температуры. Выше для плотности отклонения с высотой росли. В отрицательную сторону они сохранялись на уровне 5%, а в положительную увеличивались до 12%. Наоборот, для температуры с высотой отклонения преобладали в отрицательную сторону и уменьшались до уровня 3% в интервале высот 40-50км.

Ситуация для спокойного периода летних месяцев июнь-июль показана на рис.3.



Рис. 3. Отклонения профилей плотности воздуха (a) и температуры (б) от среднемесячного значения, полученные за июнь-июль 2010 г.

Стратосферное потепление 2010/11гг.

Потепление 2010/11гг. относилось к слабому, минорному типу без перестройки циркуляции стратосферы. Наиболее динамические события происходили в январе 2011г. (см. рис.4). Так, резкое изменение происходит 14 января, когда, согласно лидарным и спутниковым данным высота стратопаузы опускается до 32-35км., а отклонение достигает значений 42-45К. 15 января по лидарным измерениям высота стратопаузы "размывается" (она простирается от 30 до 37км), а по спутниковым наблюдениям опускается на 31км. В последующие месяцы февраль - апрель происходила стабилизация в вертикальном распределении температуры с переходом в фоновое состояние.



Рис. 4. Лидарные наблюдения аномального распределения температуры в стратосфере в период СП января 2011г. Кривая с точками и сплошная кривая внизу графиков – измерения со спутника "Аура" и метеоозондов аэрологической станции Новосибирска

Особенности отличия вертикального распределения плотности и температуры от стандартного показаны на рис. 5. Из рисунков 4 и 5 хорошо заметно, что наиболее выраженное отличие вертикального распределения плотности и температуры от стандартного характерно как раз для периода кратковременного СП 14-16 января. На графиках отмечается четко выраженный максимум с обратными знаками до 20% на высоте около 30км. Затем следует распад СП , при котором профили температуры приближаются к среднемесячному распределению, а отклонения плотности атмосферы исчезают на высоте бывшего максимума 30км (17 и 19 января). 21 и 23 января происходит их рост с высотой до более чем 20% на H=50км.



Рис. 5. Отклонения профилей плотности и температуры от среднемесячных значений во время СП января 2011 г.



Рис. 6. Отклонения профилей плотности воздуха (а) и температуры (б) от среднемесячного значения, полученные за июнь-июль 2011 г.

Картина поведения плотности и температуры для лета 2011г. демонстрируется рис.6.

Для плотности наименьшие отличия наблюдаются в нижнем слое 20-25км, которые не выходят за пределы 5%. В слое 25-30км они возрастают. И в интервале высот 30-50км имеют отклонения со знаком минус менее 10% и со знаком плюс до 12%. У температуры, наоборот, наибольшие отличия попадают в интервал высот 20-30км и находятся в основном коридоре \pm 5%. Далее с высотой их разброс значительно сокращается.

Заключение.

По результатам анализа лидарных наблюдений вертикального распределения плотности воздуха и температуры в стратосфере над Томском за периоды внезапных стратосферных

потеплений зим 2009/10 и 10/11гг и спокойные летние периоды 2010-11гг выявлены следующие их особенности.

В периоды СП:

1. Вертикальные профили отклонения плотности и температуры от их среднемесячного значения происходят в противофазе и имеют выраженную зеркальную симметрию относительно нулевого значения.

2. Максимальная амплитуда их колебаний может достигать 30% со знаком плюс для температуры и минус для плотности (мажорное потепление января 2010г на высоте 37км) и меньших значений $\pm 20 \div 30\%$ (минорные потепления января 2011г.на высоте).

В спокойные от возмущений летние периоды:

1. Более стабильное вертикальное распределение плотности отмечается в нижнем слое $20\pm27\div30$ км, коридор отклонения в котором не превышает $\pm5\%$. Такие же отклонения в этом слое происходят для температуры.

2. В интервале высот 30-50км отклонения плотности увеличиваются. Они находятся в пределах $\pm 10\%$ для лет 2010-11гг. Наоборот, вертикальное распределение температуры более стабильное.

Основной коридор отклонений составляет ±3%.

Литература

- 1. *Маричев В.Н.* Лидарные исследования проявления стратосферных потеплений над Томском в 2008-2010 гг. // Оптика атмосферы и океана. -2011. –Т. 24. -№ 5. -С.386-391.
- 2. *Маричев В.Н., Самохвалов И.В.* Лидарные наблюдения аэрозольных вулканических слоев в стратосфере Западной Сибири в 2008-2010гг. // Оптика атмосферы и океана.-2011.-Т. 24. -№ 03. -С.224-231.
- 3. Бычков В.В., Шевцов Б.М., Маричев В.Н. Некоторые среднестатистические характеристики появления аэрозольного рассеяния в средней атмосфере Камчатки. // Оптика атмосф. и океана. 2012.- Т. 25.-№8. -С.868-870.

Behavior of air temperature and density vertical distribution in the middle atmosphere above Tomsk during stratospheric warming and quiet periods.

Marichev V.N., Bochkovsky D.A.

V.E. Zuev Institute of Atmospheric Optics SB RAS, Russia

The paper analyzes the influence of winter stratospheric warming (SW) on the characteristics of air temperature and density vertical distribution in the middle atmosphere above Tomsk. Sudden SW in winters of 2009/10, 10/11 and 11/12 and summers of 2010 -12 with a stable vertical temperature distribution were considered. It is shown, that for disturbed conditions, caused by winter warming, air temperature and density deviation from the mean values are in opposition. Their maximum amplitude is observed at the height from 35 to 40 km and can reach +30% for temperature and -30% for density. Under quiet conditions in summer months the temperature deviation is within - $6\% \div +8\%$, and air density - $8\% \div +15\%$.

Лидарные исследования проявлений внезапных стратосферных потеплений над Томском зим 2010/11 и 2011/12гг.

Маричев В.Н.

Институт оптики атмосферы им. В.Е. Зуева СО РАН, Россия marichev@iao.ru

Выборочные результаты измерений вертикального распределения температуры представлены на рис.1-7, где приведены средние лидарные профили температуры (жирные кривые) с их стандартным отклонением (тонкие кривые) и модельные профили CIRA-86 (штриховые кривые). В отдельных случаях нанесены профили, полученные при спутниковом ("Аура") (точки) и аэрологическом зондировании (метеостанции Новосибирска и Колпашева, короткие кривые в нижней части рисунков). Пространственное разрешение составляло около 200м. Расчет температурных профилей выполнялся по сигналам, накопленных за 2час. Измерения проводились в ночное время суток.

В наблюдениях в январе 2011г. (рис.1) видно достаточно хорошее совпадение температурных профилей, полученных лидаром, со спутника "Аура" и радиозондами.

По их отклонениям в положительную сторону от среднестатистического модельного январского профиля CIRA-86 профиля можно судить о проявлении стратосферного потепления в первых двух декадах месяца. Из-за небольшой величины положительного отклонения данное потепление относится к минорному типу, при котором не происходит перестройки циркуляции воздушных масс. Видно, что в первой декаде января очаг теплого воздуха простирается от 20 до 55км. Максимальное отклонение составляет 30К, высота стратопаузы сохраняется на стандартном уровне. Резкое изменение происходит 14 января, когда, согласно лидарным и спутниковым данным высота стратопаузы опускается до 32-35км., а отклонение достигает значений 42-45К. 15 января по лидарным измерениям высота стратопаузы "размывается" (она простирается от 30 до 37км), а по спутниковым наблюдениям опускается на 31км. В последующие даты мы видим некоторую трансформацию температурных профилей в нижней части графиков вплоть до отрицательного отклонения в конце месяца и сближение с моделью в средней части. На высотах над стратопаузой практически всегда наблюдается отрицательное отклонение от модельного профиля.

В феврале было выполнено 12 результативных ночных зондирований температуры, которые представлены на рис.2.

Видна некоторая динамика в вертикальном распределении температуры в большинстве с небольшим положительным отклонением лидарных профилей. Так, выделяются наблюдения за 4 февраля, когда максимально низкая температура на уровне 180 К была зарегистрирована в интервале высот 28-33 км. и за 10 февраля, когда очаг теплого воздуха с T≈245К был локализован в области высот 25-27км. Но в целом лидарные профили приближаются к модельному распределению температуры и даже в отдельные ночи совпадают с ними.

В наблюдениях за март, показанных на рис. 3, вертикальное распределение температуры продолжает стабилизироваться.

Причем лидарные профили более близко ложатся на модельный по сравнению с профилями, полученными со спутника Аура. Исключением являются наблюдения с положительными отклонениями лидарных измерений температуры за 1 и 29 марта.

В апреле из-за облачной погоды было выполнено лишь семь ночных измерений.

Но несмотря на их малое количество, просматривается общая картина высотного распределения температуры (рис.4).



Рис. 1. Лидарные наблюдения аномального распределения температуры в стратосфере в январе 2011г.



Рис. 2. Лидарные наблюдения распределения температуры в стратосфере в феврале 2011г.



Рис. 3. Лидарные наблюдения распределения температуры в стратосфере в марте 2011г.



Рис. 4. Лидарные наблюдения распределения температуры в стратосфере в апреле 2011г.



Рис. 5. Лидарные наблюдения распределения температуры в стратосфере в мае 2011г.



Рис. 6. Лидарные наблюдения распределения температуры в стратосфере в июне 2011г.

Лидарный профиль, как и профиль Аура, выходят на модельный. Выше 30км на всех графиках лидарные профили совпадают с модельным. В мае по тем же установленным обстоятельствам было проведено также семь результативных ночных выходов зондирований (рис. 5).

Из рис. 5 видно, что за исключением проявления некоторой динамики в нижней стратосфере лидарные профили во интервале высот 35-60 км. близки к модельному распределению. В наблюдениях, начиная с июня вплоть по ноябрь, вертикальное распределение температуры стабилизируется., и измеренное лидаром ВРТ соответствует модельному (см.рис.6, графики за июль-ноябрь не приводятся.). В эти месяцы спокойного периода отмечается также хорошее сходство лидарных, спутниковых и аэрологических измерений.

Наиболее интересные события начали развиваться в конце декабря 2011г. (рис.7).

Последние связаны с возникновением стратосферного потепления. Оно началось 26 декабря резким положительным всплеском в протяженной области высот от 30 до 55км с максимумом до 60К на высотах 37-45км. Потепление продолжало оставаться в январе, постепенно убывая к концу 2-ой декады.

Наблюдалась достаточно сильная динамика в поведении ВРТ, связанная с изменением высоты стратопаузы с ее опусканием до 30км, ширины и интенсивности положительного отклонения. В третьей декаде января происходит разрушение СП. В наблюдениях просматривается идентичность поведения вертикальных профилей температуры, полученных лидаром и спутником "Аура". В отдельных случаях (графики за 22 и 25 января) отмечается хорошее совпадение лидарных и аэрологических измерений. Согласно данным (<u>http://www.geo.fu-berlin.de/en/met/ag/strat/index.html</u>)., СП 2011/12гг., наблюдаемое над Томском, относилось к минорному типу и не сопровождалось перестройкой циркуляции стратосферы.

Работа выполнена при финансовой поддержке интеграционного проекта СО РАН №106, РФФИ (проект 13-05-01036а) и Минобрнауки РФ (ГК № 14.518.11.7053, соглашение № 14.В37.21.0612).



Рис. 7. Начало СП в конце декабря 2011г.



Рис. 8. Проявление и разрушение СП в январе 2012г.

Lidar investigations of sudden stratospheric warmings over Tomsk in winters of 2010/11 and 2011/12.

Marichev V.N.

V.E. Zuev Institute of Atmospheric Optics SB RAS, Russia

Manifestations of winter stratospheric warming (SW) for 2010/11 and 2011/12 (January), transition phases from a disturbed vertical temperature distribution (VTD) to a stable state (February-March), VTD stabilization (April-November) were considered. The both stratospheric warmings referred to a minor type, during which air mass circulation rearrangement in the stratosphere did not occur¹. The winter warming of 2010/11 was registered in January with small positive deviations of temperature from average month values in its first decay and than two maximums on January 14 and 15 at the height of 30-40 km with the deviation up to 45 K. The beginning of SW in 2011/12 from lidar measurements was registered on December 26 and continued for two decades of January, 2012. The maximal development of SW occurred from the end of December, 2011 to the first decade of January. The maximum temperature deviations were at the level of 40-60 K within the heights of 35-45 km. ¹http://www.geo.fu-berlin.de/en/met/ag/strat/index.html

Лидарные измерения плотности воздуха в средней атмосфере. Моделирование потенциальных возможностей в УФ-области спектра.

Маричев В.Н.^{1,2}, Бочковский Д.А.¹

¹Институт оптики атмосферы им. В.Е. Зуева СО РАН, Россия ²Национальный исследовательский Томский государственный университет, Россия

В предыдущей работе [1] нами были сделаны оценки потенциальных возможностей лидарного зондирования плотности воздуха в средней атмосфере в видимом диапазоне длин волн. В качестве передатчика был выбран традиционный по применению в лидарах твердотельный Nd:YAG – лазер с излучением на второй гармонике 532нм. Преимущество зондирования атмосферы в видимом спектральном диапазоне состоит в более высокой энергии излучения на 2-ой гармонике по сравнению с гармониками более высокого порядка и более простой и доступной юстировки приемо-передающего тракта лидара. Рассматривались варианты зондирования с Земли, самолета и из космоса. Расчеты проведены при следующих исходных данных: передатчик с энергией импульса 0.8Дж, частотой посылок 20Гп. Приемная система: главное зеркало радиусом 0.3 и 0.5м, поле зрения 0.1 и 1 мрад, спектральная ширина светофильтра – 0.5, 1 и 10нм. Время накопления сигнала – 10мин при пространственном разрешении 1км. Было показано, что на уровне стандартного отклонения 10% для наилучшего варианта - самолетного достижимы высоты : 40-65км днем, 50-70 – в сумерках, 55-80 – ночью. При наблюдениях из космоса за счет большого удаления космического аппарата от объекта зондирования подобные показатели самые низкие: 33-55км – день, 45-67 – ночь. При наземных измерениях диапазоны достижимых высот занимают промежуточное положение.

В плане дальнейшего развития данной тематики ниже предлагаются исследования возможностей лидарного зондирования плотности атмосферы в УФ-диапазоне длин волн. Этот диапазон интересен тем, что в нем происходит более сильное взаимодействие излучения с молекулярной атмосферой как рассеивающей средой пропорционально четвертой степени отношения длин видимой и ультрафиолетовой длин волн. Для выбранных длин волн – это третья и четвертая гармоника Nd:YAG –лазера 353 и 266нм усиление взаимодействия, в данном случае рассеяния, будет в 5.16 и 16 раз больше по сравнению с 532нм.. Следовательно, во столько же раз будут больше лидарные сигналы (сигналы обратнорассеянного света). Но вместе с тем нужно учитывать, что и молекулярное ослабление лидарных сигналов УФ-диапазоне за счет молекулярного рассеяния будет больше, а для излучения на длине волны 266нм будет сказываться также поглощение озоном.

В первую очередь УФ- диапазон длин волн был рассмотрен нами с целью усиления эффективности измерений из космоса. Расчеты погрешностей лидарных измерений плотности атмосферы проводились по методике и формулам, приведенных в [1].

Зондирование на длине волны 353 нм

Расчеты лидарных сигналов проводились для двух апертур с диаметрами 0.3 и 0.5 м в интервале высот 20-100 км при следующих входных параметрах: квантовая эффективность фотоприемника $\eta = 0.2$, энергия лазерного импульса $E_0 = 0.4$ Дж, энергия фотона на длине волны 353 нм $h\nu = 5.63 \times 10^{-19}$ Дж пропускание приемопередающего тракта $T_{ann} = 0.2$, пространственное разрешение $\Delta H = 1$, частота посылки импульсов f = 20Гц, время накопления сигнала $\Delta t = 60c$. Лидар установлен на борту МКС с радиусом высоты орбиты вращения 414 км.
Значения фонового сигнала рассчитывалось для пропускания приемной системы $T^{\text{апп},n3} = 0.3$ при трех значениях ширин интерференционных фильтров и двух полей зрения приемного телескопа:

$$\Delta \lambda_1 = 0.5$$
HM $\Delta \lambda_2 = 1$ HM $\Delta \lambda_3 = 10$ HM

,

$$\gamma_1 = 1$$
мрад $\gamma_2 = 0.1$ мрад

При оценке фоновых засветок, согласно работе [2], освещенность поверхности в дневное время задавалось величиной $E = 0.5 \text{BT} * \text{M}^{-2} \text{HM}^{-1}$. Для альбедо вводились значения0.1, 0.5 и0.9, а также 0.001 и 0.01, имитирующие измерения в ночное время. При расчете темновой компоненты шума скорость поступления темновых фотоимпульсов задавалось величиной $f_T = 50$ имп * c^{-1}

Результаты расчета погрешностей измерений плотности атмосферы

Точностные характеристики измерений плотности атмосферы космическим лидаром приведены на рис. 1. Верхние две панели для премного зеркала с радиусом 0.3 м, нижние две – для зеркала с радиусом 0.5 м. Для наихудшего варианта (левый верхний график) – светофильтр с шириной 10 нм и поле зрения 1 мрад .измерения с уровнем погрешности менее 10% реализуются на высотах от 33 км и ниже в дневное время и к ночному времени диапазон высот возрастает до 50 км. С уменьшением ширины светофильтра до 0.5 нм потолок уровня 10%-ой погрешности измерений возрастает днем до 40 км, ночью до 60 км. Качество измерений значительно улучшается, если использовать более узкое поле зрения приемного телескопа 0.1 мрад(вторая панель рис.1). При уменьшении ширины светофильтра до 0.5 нм измерения с точностью 10% и выше возможны с высот 53-75 км (при переходе от дневных условий к ночным) до верхней тропосферы с возрастающей точностью до менее 0.1%.

Использование приемного зеркала большего радиуса 0.5 м (см. две нижние панели рис.1.) для обеих полей зрения 1 и 0.1 мрад дает некоторое увеличение уровня высоты 10% погрешности: при ширине светофильтра 10 нм – на 3-4 км, 1 нм – на 2-3 км и 0.5 нм – в среднем на 3 км. Видно, что это небольшое расширение интервала высот в сторону верхней границы зондирования. Поэтому применение более крупногабаритной приемной оптики, установка которой на борт космического аппарата представляет определенные трудности, не является результативной.

Зондирование на длине волны 266 нм

Исходные данные были аналогичны лидару с лазером на 353
нм. Исключение составляла энергия импульса излучения, которая задавалась величино
й $E_0=0.2\mbox{Д}\mbox{ж}$

Преимуществом зондирования на длине волны 266 нм, как отмечалось ранее, является более интенсивное взаимодействие излучения с молекулярной атмосферой как рассеивающей средой. Оно в 16 раз больше по сравнению с длиной волны 532 нм, и дает пропорциональное увеличение лидарных сигналов. Кроме того, что является не менее важным, этот диапазон спектра является "солнечно-слепым", т.е. отсутствуют фоновые засветки и исчезают проблемы с использованием узкого поля зрения.. Но есть и существенный недостаток при работе с этим излучением. Длина волны 266 нм попадает почти в центр сильной полосы поглощения озона Хартли. Поэтому при зондировании средней стратосферы, где находится озоновый слой, следует ожидать сильного ослабления лидарных сигналов за счет поглощения озоном.



Рис. 1. Стандартное отклонение лидарных измерений плотности атмосферы на длине волны 353 нм

Результаты расчета погрешностей измерений плотности атмосферы

Расчеты профилей стандартного отклонения лидарных измерений плотности приведены на рис.2. Если, как и ранее, задаться 10% уровнем погрешности, то наблюдения возможны с высоты 83км лидаром с зеркалом 0.3 м и с высоты 88 км лидаром с зеркалом 0.5 м. По мере проникновения в глубь атмосферы точность измерений увеличивается и достигает максимума на высоте около 48 км менее 1%. На более низких высотах начинает сказываться поглощение озоном, которое ограничивает лидарные измерения плотности атмосферы высотой около 38 км.

Таким образом, использование более короткого УФ-излучения с длиной волны 266 нм позволяет продвинуться в более высокие слои атмосферы, вплоть до границы верхней мезосферы. При этом, в отличие от излучения 353 нм, приведенный на рис.2. высотный диапазон измерений реализуем независимо от времени суток.



Рис. 2. Стандартное отклонение лидарных измерений плотности атмосферы на длине волны 266 нм

Работа выполнена при финансовой поддержке интеграционного проекта СО РАН №106, РФФИ (проект 13-05-01036а) и Минобрнауки РФ (ГК №14.518.11.7053, соглашение № 14.В37.21.0612).

Литература

- 1. *Маричев В.Н, Бочковский Д.А.* Лидарные измерения плотности воздуха в средней атмосфере в видимом диапазоне. Расчет потенциальных возможностей. // Фундаментальные и прикладные проблемы науки. -2013. -М.:РАН
- 2. Djeff Dozier A Clear-Sky Spectral Solar Radiation Model for Snow-Covered Mountainous Terrain. // Water recourses research. -1980. -V.16. -NO.4. -P.709-718.

Lidar measurements of air density in the middle atmosphere. Modeling of potential capabilities in spectrum UV region

Marichev V.N., Bochkovsky D.A.

V.E. Zuev Institute of Atmospheric Optics SB RAS, Russia

Errors in lidar measurements of the air density in the middle atmosphere are analyzed. A lidar was placed on board the ISS. A solid-state Nd: YAG laser operating at the 3rd and 4th harmonics with wavelengths of 353 and 266 nm was used as a lidar transmitter. Calculations were performed for the lidar with reasonable parameters: pulse energy 0.4 (353 nm) and 0.2 J (266 nm), pulse repetition frequency 20 Hz, accumulation time 60 s, radius of the receiving mirrors 0.3 and 0.5 m, field of view of the receiving telescope 1 and 0.1 mrad, filter bandwidth 0.5, 1, and 10 nm, and spatial resolution 1 km. The results showed, that radiation at the wavelength of 353 nm can cover the altitude range, on average, from 75 km at night and from 55 km in the daytime to 10 km depending on the parameters of a lidar with 10% measurement errors (calculations were not carried out below 10 km). When operating with the radiation at 266 nm for 10% measurement error, the sensing range can be expanded to the upper mesosphere at 90 km and penetrate deeper into the atmosphere down to 38 km. Thus, the use of two harmonics allows the altitude range of air density measurements from the ISS to be expanded from 90 km down to the troposphere.

Двухпунктовый мониторинг сейсмоактивных областей в Камчатском регионе с помощью сигналов грозовых разрядов

Муллаяров В.А.¹, Дружин Г.И.², Аргунов В.В.¹, Абзалетдинова Л.М.¹, Мельников А.Н.²

¹Институт космофизических исследований и аэрономии им. Ю.Г. Шафера СО РАН ²Институт космофизических исследований и распространения радиоволн ДВО РАН

Введение

Одной из актуальных задач геофизики является поиск возможных предвестников землетрясений (ЗТ). В [1,2] в качестве одного из методов выделения предвестников, проявляющихся в возмущениях параметров нижней ионосферы, предложены мониторинговые измерения характеристик электромагнитного излучения грозовых разрядов - атмосфериков. Метод позволяет вести мониторинг сейсмоионосферных возмущений из одного пункте приема атмосфериков сразу по многим направлениям. Однако, из-за особенностей пространственного распределения гроз может потребоваться распределенная система приема (2-3 пункта). Здесь рассматриваются примеры использования такой системы для сложных случаев мониторинга. Основной пункт приема атмосфериков располагается в окрестности г. Якутска (ϕ =62° N, λ =129° E). Второй пункт располагается на Камчатке (ϕ =52.9° N, λ =158° E). В некоторых случаях дополнительно используются данные наблюдений в г. Нерюнгри.

Методика

Воздействие сейсмических процессов на нижнюю ионосферу может быть обнаружено по вариациям радиосигналов, если область возмущения приходится на первые по счету зоны Френеля трассы "источник сигнала - пункт приема". Как известно, размер зон Френеля F определяется расстоянием d и длиной волны λ : F = ($n\lambda d_1 d_2/d$)^{1/2}, где d = d_1+d_2 , d_1 – расстояние от точки до источника, d_2 – расстояние от точки до приемника, n – номер зоны.

Для грубой оценки расстояния до грозового разряда (дальние атмосферики) используются спектральные параметры сигнала [1,2]. При этом амплитуда сигналов приводится к амплитуде одного расстояния (дальность до очага ЗТ), используя в первом приближении зависимость коэффициента затухания, обратно пропорциональную расстоянию.

Результаты

Рассмотрим событие ЗТ, произошедшее 01.10.11 в Камчатском регионе с координатами 51,78 ° N, 172,13 ° E с магнитудой M=5.4, когда определение сейсмоионосферных эффектов с одного пункта наблюдения (Якутска) было затруднительно из-за крайне малого числа грозовых разрядов в растворе азимутальных углов приема атмосфериков, чувствительных к сейсмическому воздействию. На рис. 1а приведено пространственное распределение грозовых разрядов 24.09.11 в ночной часовой интервал 16-17 UT по данным мировой системы регистрации грозовых разрядов WWLLN (www.wwlln.net) в пределах +/- 20 град. относительно азимута на эпицентр ЗТ. Имеется достаточно активный грозовой очаг, но существенно к югу от необходимого азимутального раствора, в который попадают только единичные атмосферики (на рис. 1а "центральная" трасса приведена линией, а эпицентр отмечен кружком).

На рис. 2а приведены межсуточные вариации средней амплитуды атмосфериков, определяемые в ночной часовой интервал 15-16 UT. Малое количество атмосфериков проявляется в большой ошибке определения среднечасовых значений амплитуды и, кроме этого, наличии пропусков в анализируемом ряде данных 17-22.09.11 и 26.09.11-01.10.11 (29.09.11 и 30.09.11 - единичные атмосферики). Тем не менее, характер вариаций амплитуды с учетом предшествующих результатов исследований [1,2] позволяет предполагать, что пик 24.09.11 возможно рассматривать в качестве предвестника ЗТ (обычно предвестники наблюдаются в виде однодневного усиления амплитуды за 5-10 дней до события).



Рис. 1. Пространственное распределение грозовых разрядов 24.09.11 относительно трассы распространения сигналов от гроз а) и типовые азимутальные секторы приема сигналов в Якутске и Паратунке б)



Рис. 2. Вариации амплитуды атмосфериков, полученные на ст. Якутск а) и с учетом данных ст. Нерюнгри б)

Действительно, если привлечь данные с другого пункта регистрации атмосфериков (Нерюнгри), принимающего сигналы, проходящие над эпицентром ЗТ, с другого азимутального направления (штриховая линия на рис. 26), то данный пик выделяется более четко. Кроме того, вырисовывается и первый пик эффекта ЗТ, приходящийся на 03.10.11 (в соответствии с [1,2] эффект ЗТ обычно проявляется в последующие после события дни).

Если пик 24.09.11 является предположительно предвестником, а не отражением усиления мощности грозовых разрядов, то ожидается, что в вариациях амплитуды атмосфериков, регистрируемых в п. Паратунка, он должен отсутствовать (рабочие азимутальные секторы для мониторинга ЗТ в Камчатском регионе приведены на рис. 1б). Действительно, на рис. 3, на котором представлены суточные вариации количества атмосфериков в



Рис. 3. Вариации количества атмосфериков в период и перед событием ЗТ 01.10.11 по пеленгационным наблюдениям на Камчатке



Рис. 4. Вариации средней амплитуды атмосфериков в 15-16 UT в азимутальном растворе +/- 10 град. относительно направления на эпицентр (Якутск)

п. Паратунка, данного эффекта не видно. Усиление мощности грозовых разрядов приходилось на период с 25.09.11 по 01.10.11, когда амплитуды атмосфериков на ст. Нерюнгри были малы (рис.26).



Рис. 5. Вариации количества атмосфериков в период и перед событием ЗТ 25.02.12 по пеленгационным наблюдениям на Камчатке

Приведенный пример показывает, что многопунктовая регистрация атмосфериков позволяет существенно повысить вероятность выделения предвестников ЗТ.

Рассмотрим еще одно событие, вернее первое из последовательности событий ЗТ 25.02.12-29.02.12. Первое ЗТ с магнитудой M = 5,2 произошло на глубине 28,2 км в районе с координатами 49.186 ° N, 155.941 ° Е. Перед данными событиями в массиве данных регистрации атмосфериков в Якутске также имелись пропуски, обусловленные слабой грозовой активностью в азимутальном растворе по направлению на эпицентр землетрясения.

На рис. 4 приведены межсуточные вариации средней амплитуды атмосфериков, определяемые в ночной часовой интервал 15-16 UT, в азимутальном растворе +/- 10 град. относительно направления на эпицентр. Как показано в [1], одним из критериев выделения предвестника является его относительно узкосекторная "привязка"к направлению на эпицентр ЗТ (максимум амплитуды наблюдается вблизи направления на эпицентр). В данном случае на рис. 4 обращает на себя внимание азимутальный сектор усиления амплитуды атмосфериков 13-14.02.12, располагающийся немного севернее эпицентра (отрицательные значения азимута относительно направления на эпицентр).

Если это предвестник, то опять же в данных, полученных в п. Паратунка, он должен отсутствовать. Вариации среднечасовой амплитуды атмосфериков в п. Паратунка, приведенные на рис. 5, показывают, что, действительно, соответствующего усиления амплитуды не наблюдалось.

Заключение

Рассмотрены примеры комплексирования (многопунктовых измерений) мониторинга сейсмоактивных областей по наблюдениям электромагнитных сигналов грозовых разрядов атмосфериков. По предварительным результатам одновременных измерений в двух пунктах (в окрестности г. Якутска и на Камчатке в п. Паратунка) вариаций сигналов, обусловленных сейсмическими возмущениями в нижней ионосфере, показано, что такая пара приемных пунктов позволяет существенно повысить вероятность выделения сейсмоионосферных эффектов, в частности, - в Камчатском регионе.

Работа выполнена при частичной финансовой поддержке Интеграционного проекта СО РАН № 106.

Литература

- Mullayarov V.A,. Argunov V.V., Abzaletdinova L.M., Kozlov V.I. Ionospheric effects of earthquakes in Japan in March 2011 obtained from observations of lightning electromagnetic radio signals // Nat. Hazards Earth Syst. Sci. – 2012. – № 12. – P. 3181–3190.
- 2. Муллаяров В.А., Абзалетдинова Л.М., Аргунов В.В., Корсаков А.А.Вариации параметров грозовых электромагнитных сигналов на трассах, проходящих над областями землетрясений // Геомагнетизм и аэрономия. – 2011. – Т. 51. – № 6. – С. 841-851.

Two-point monitoring of seismic areas in Kamchatka region by lightning discarge signals

Mullayarov V.A.¹, Druzhin G.I.², Argunov V.V.¹, Abzaletdinova L.M.¹, Melnikov A.N.²

Yu.G. Shafer Institute of Cosmophysical Research and Aeronomy SB RAS, Russia
 Institute of Cosmophysical Researches and Radio Wave Propagation FEB RAS, Russia

The paper describes technique and preliminary results of monitoring of seismic areas in Kamchatka region according to the observations of lightning discharge electromagnetic signals, atmospherics, at two sites. One observation point is located near Yakutsk. Here atmospheric signals from lightning sources at the distance of 2000-12000 km, passing over Kamchatka region, are analyzed. In some cases, to improve the accuracy of measurements the observational data from Neryungri are additionally applied. Signal amplitude variations determined by seismic disturbances in the lower ionosphere are considered. The second observation point is located in Paratunka (Karymshina station) on Kamchatka Peninsula. Electromagnetic and long-distance signals, which correspond to the first Fresnel zones on Kamchatka path of atmospheric propagation from a lightning sources to Yakutsk, are analyzed here. This pair of receiving stations allows us to combine the possibilities of two monitoring methods of detection of seismic events and their precursors in Kamchatka region.

Вариации метеорологических и атмосферно-электрических величин в дымах от мощных лесных пожаров

Нагорский П.М.¹, Ипполитов И.И.¹, Кабанов М.В.¹, Пхалагов Ю.А.², Смирнов С.В.¹

 1 Институт мониторинга климатических и экологических систем CO PAH, Россия 2 Институт оптики атмосферы CO PAH, Россия

npm_sta@mail.ru

Введение

Известно, что тропосферный аэрозоль наряду с парниковыми газами является важным климатообразующим фактором, влияющим на радиационный баланс Земли [1, 2]. Экстремальные погодные условия, сложившиеся в летний период на территории европейской части России в 2002 и 2010 гг. и на территории Западной и Восточной Сибири в 2004 и 2012 гг. привели к появлению большого количества лесных и торфяных пожаров, сопровождавшихся сильнейшим задымлением атмосферы.

При лесных пожарах в Томской области в мае 2004 году было обнаружено следующее. С усилением задымления (с увеличением концентрации дымовых частиц) напряженность электрического поля в приземном слое уменьшилась с ~ 200 до 30-60 В/м [3]. Эти исследования были проведены в условиях летнего дымового смога средней плотности (дальность видимости ~ 7-8 км) и при суточном усреднении данных по напряженности поля.

Детальные исследования вариаций электрических и метеорологических величин приземной атмосферы были проведены при длительных лесных пожарах летом 2012 года.

Методика и условия проведения эксперимента

Эксперимент по исследованию вариаций атмосферно-электрических параметров в приземном слое дымового плейфа от лесных пожаров проводился на территории Геофизической обсерватории ИМКЭС СО РАН в рамках комплексного мониторинга метеорологических и актинометрических величин, а также УФ-радиации и естественной радиоактивности. Измерения напряженности электрического поля проводились с помощью стационарного электрического флюксметра "Поле-2 а измерения полярных проводимостей (отрицательной и положительной) проводились с помощью прибора "Электропроводность-2 размещенного на крыше рядом стоящего здания (на высоте 20 м). Специальные метеорологические наблюдения проводились с помощью ультразвукового термоанемометра АМК-03 [4], обеспечивающего регистрацию основных метеорологических характеристик приземной атмосферы (температура, давление, влажность), а также турбулентных характеристик приземного слоя. В числе других регистрируемых величин были: приходящая солнечная радиация в видимом и в 5-ти полосах ультрафиолетового диапазона, метеорологическая дальность видимости (использованы данные Томской метеостанции Росгидромета, находящейся в 1,2 км [http://rp5.ru]).

Экспериментальные данные

Лесные пожары 2012 года в Сибири продолжались с июня по август 2012 года. Динамика вариаций электрического поля и некоторых метеорологических величин при их суточном осреднении во время задымления представлена на рис. 1а. Из этого рисунка видно, что



длительная замутнённость атмосферы ведет к постепенному уменьшению напряженности поля (суточное усреднение) в соответствии с результатами работы [3].

Наиболее экстремальные условия по замутнённости атмосферы сложились в третьей декаде июля, когда дымовой шлейф от удаленных очагов пожара на несколько дней устойчиво оставался на территории г. Томска, а метеорологическая дальность видимости уменьшалась до сотен метров. Анализ данных по напряженности поля с 3-х часовым усреднением за это интервал наблюдений позволил впервые обнаружить эффект ежесуточных колебаний напряженности электрического поля в приземном слое от +300 B/м днем до – 300 B/м ночью в условиях постоянного и сильного задымления (см. рис. 16). Как видно из этого рисунка, напряженность электрического поля в эти дни систематически изменялась от положительных величин днем до отрицательных – ночью.

Синоптическая ситуация в этот период над всей восточной частью Западной Сибири была обусловлена малоградиентным барическим полем. Температура воздуха изменялась в пределах от $+15^{\circ}$ C в ночные часы до $+30^{\circ}$ C днём, ветер был слабым (1–3 м/с) северного направления, осадки отсутствовали.

Выявленные суточные вариации напряженности поля кардинальным образом отличаются как от суточных вариаций напряженности поля над океанами (т.н. кривая "Карнеги"), так и от усредненных вариаций поля E в средних широтах летом с полусуточным периодом [5]. В первом случае выявленные вариации опережают ход кривой "Карнеги"по фазе приблизительно на π , а во втором – периоды вариаций отличаются в ~ 2 раза.

Отсутствие идентичности по ежесуточным изменениям напряженности поля *E* естественно объясняется неоднородностью дымового шлейфа, что подтверждается замеченными изменениями метеорологической дальности видимости (концентрации аэрозольных частиц). Более регулярными оказались суточные колебания температуры атмосферы T_a и разности $\Delta T = T_a - T_d$ температур атмосферы и точки росы T_d , сопровождаемые изменениями плотности атмосферы ρ и паров воды q.

В [3] было высказано предположение о том, что уменьшение напряженности атмосферного электрического поля в задымленной атмосфере возможно связано с ростом концентрации легких ионов в зоне пожара. В качестве таковых, в частности, могли быть ионы калия, имеющие низкий потенциал ионизации. Однако проведенные параллельно в эксперименте 2012 г. измерения электропроводности атмосферы показали, что с увеличением задымления абсолютные значения полярных электропроводностей не только не возрастают, а, наоборот, уменьшаются. Уменьшение полярных электропроводностей, вне зависимости от времени суток, указывает на то, что, увеличение концентрации частиц дымового аэрозоля, ведет к уменьшению концентрации легких ионов вследствие усиления их стока на аэрозольные частицы.

Вариации напряженности электрического поля в земной атмосфере со сменой знака полярности относятся к числу известных при многих природных и техногенных воздействиях. Обнаруженный эффект суточной вариации электрического поля в приземном слое от +300 B/м днем до -300 B/м ночью выделяется из известных тем, что он установлен при дымовом смоге от лесных пожаров, часто и надолго охватывающих большие территории многих регионов, включая территорию Сибири и Дальнего Востока. Очаги пожара являются источником аэрозольных частиц, часть из которых электризуется за счет термоэмиссии и трения в мощных конвективных потоках. Эти частицы оказывают влияние на вариации напряженности приземного электрического поля атмосферы в областях, покрытых дымовым шлейфом.

Обсуждение полученных результатов

Предположение о существовании в атмосфере детерминированной связи между напряженностью атмосферного электрического поля E и метеорологической дальностью видимости S_m было высказано И.М. Имянитовым и К.С. Шифриным в виде электрооптического соотношения [6]: $E = CS_m^{-1}$, где C – некоторая константа.

В атмосферных дымках (относящихся к условиям хорошей погоды) важным механизмом, регулирующим изменчивость поля Е, является изменение числа ионизованных молекул воздуха (легких аэроионов – основных носителей зарядов) вследствие их стока на атмосферный аэрозоль. Зарегистрированные данные указывают на то, что увеличение степени задымления атмосферы приводит к уменьшению полярных электропроводностей вне зависимости от времени суток и зарегистрированного количества лёгких аэроионов в атмосфере. Однако последнее никак не может привести к падению напряженности поля до малых значений, как было показано в [3], а тем более к смене её знака.

Взаимосвязь суточных вариаций напряженности электрического поля с наблюдаемыми вариациями метеорологических характеристик, представленных на рис. 1, допускает следующую интерпретацию обнаруженного эффекта.

После полудня с уменьшением инсоляции в однородной воздушной массе начинает падать температура T_a и одновременно начинается рост q и ρ при практически неизменном атмосферном давлении P_a . Падение T_a и рост ρ продолжаются вплоть до восхода Солнца. Вместе с тем, увеличение плотности паров воды q продолжается только до захода Солнца. После захода Солнца при $\Delta T \rightarrow 0$ начинается падение q, продолжающееся до восхода. В этот же промежуток времени происходит уменьшение электропроводности (числа легких ионов).

После захода Солнца при температуре атмосферы, близкой к температуре точки росы, частицы дымового аэрозоля приземного слоя начинают аккумулировать на себя водяной пар. Одновременно, при взаимодействии легких ионов обеих полярностей с аэрозольными

частицами более крупные из них становятся заряженными отрицательно и, вследствие оседания под действием силы тяжести, формируют вблизи поверхности отрицательный объемный заряд. Именно этот слой частиц с отрицательным объемным зарядом и приводит к инверсии направления напряженности поля ночью (E(t) < 0).

С восходом Солнца начинается нарастание как плотности паров воды, так и электропроводности. Под воздействием конвективных потоков воздуха, выносящих частицы дымового аэрозоля вверх, и ускоренном обезвоживании этих частиц при $T_a > T_d$ сформировавшийся ночью вблизи поверхности отрицательно заряженный слой разрушается, а напряженность электрического поля снова приобретает положительный знак.

Предлагаемая нами интерпретация этого эффекта не противоречит известным результатам наблюдений в адиабатической камере, которые, в свою очередь, согласуются с диффузионно-кинетической моделью ионной зарядки аэрозольных частиц [7]. Наблюдаемые при этом незначительные отклонения суточных колебаний от строго гармоничных лишь отражают неизбежную мелкомасштабную неоднородность дымового шлейфа и всегда присутствующие локальные особенности места наблюдения.

Заключение

Обнаруженный климатически значимый эффект, влияющий на аэрозолеобразующие и вегетационные процессы, можно объяснить формированием отрицательно заряженного дымового слоя в нижней его части.

Принципиальное значение обнаруженного эффекта связано с той ролью, которую атмосферно-электрическое поле играет как в формировании погодных условий, так и в биосистемных процессах.

В целом полученные результаты свидетельствуют об очень сильном влиянии лесных пожаров на электрооптические характеристики нижней тропосферы. При большом числе пожаров на территории Сибири и Дальнего Востока это обстоятельство необходимо учитывать в климатических моделях и иметь в виду при рассмотрении физических механизмов влияния солнечной активности на погоду и климат.

Работа выполнена в рамках Программы СО РАН "Природно-климатические изменения и их последствия для Сибири в современных условиях глобального потепления и антропогенных воздействий".

Литература

- 1. *Мохов И.И.* Особенности формирования летней жары 2010 г. на европейской территории России в контексте общих изменений климата и его аномалий // Изв. РАН. Физика атмосферы и океана. 2011. Т. 47. № 6. С. 709-716.
- 2. *Кондратьев К.Я., Григорьев Ал.А.* Лесные пожары как компонент природной экодинамики // Оптика атмосферы и океана. – 2004. – Т.17. – № 4. – С. 279-290.
- 3. Пхалагов Ю.А., Ужегов В.Н., Панченко М.В., Ипполитов И.И. Электрооптические связи в атмосфере в условиях дымового смога // Оптика атмосферы и океана. 2006. Т. 19. № 10. С. 861-864.
- 4. Азбукин А.А., Богушевич А.Я., Ильичевский В.С. и др. Автоматизированный ультразвуковой метеорологический комплекс АМК-03 // Метеорология и гидрология. – 2006. – № 11. – С. 89-97.
- 5. *Анисимов С.В., Мареев Е.А.* Геофизические исследования глобальной электрической сети // Физика Земли. 2008. № 10. С. 8-18.

- 6. Имянитов И.М., Шифрин К.С. Современное состояние исследований атмосферного электричества // УФН. 1962. Т. 76. Вып. 4. С. 593-642
- 7. Смирнов В.В. Электризация аэрозоля, обводняющегося в биполярно ионизованном воздухе // Изв. РАН Физика атмосферы и океана. 2010. Т. 46. № 3. С. 321-331.

Variations of meteorological and atmospheric-electrical quantities in the plumes from powerful forest fires

Nagorsky P.M.,¹, Ippolitov I.I.¹, Kabanov M.V.¹, Pkhalagov Yu.A.², Smirnov S.V.¹

¹ Institute of Monitoring of Climatic and Ecological Systems SB RAS, Russia ² V.E. Zuev Institute of Atmospheric Optics SB RAS, Russia

Extreme weather conditions, which prevailed in summer in the European part of Russia in 2002 and 2010 and in Siberia in 2004 and 2012, led to the emergence of a large number of forest and peat fires, accompanied by sever smog in the atmosphere.

Those exceptions, which are formed in the smog from forest fires, are among the uncertainties in terms of variations of the electrical parameters of the near ground atmosphere. During forest fires in Tomsk region in 2004, the following was discovered. With the increase of smoke (with the concentration of smoke particles) the electric field in the surface layer decreases from 200 to 30-60 V/m. Detailed studies of these processes have been carried out during long forest fires in Siberia in the summer of 2012.

The report presents the results of these studies. Analysis of monitoring data of atmospheric electrical parameters during maximum smoke aerosol concentrations in the surface layer of remote forest fires allowed us for the first time to detect the effect of daily reversals of the electric field intensity with the range from 300 and more V/m in daytime to - 300 V/m at night. The observed effect on the diurnal variation of electric field in the surface layer is distinguished from the well-known facts, that it is determined in the smog from forest fires, often covering large areas of many regions for a long time. The proposed interpretation of this effect does not contradict the well-known diffusion-kinetic model of aerosol ionic charge.

Оценки состояния и динамики D-области ионосферы космическими радиосредствами

Нагорский П.М., Зуев В.В.

Институт мониторинга климатических и экологических систем СО РАН, Россия

npm_sta@mail.ru

Введение

К настоящему времени накоплено большое количество экспериментальных данных, свидетельствующих о существовании сейсмо-ионосферных связей, включая изменения в различных областях ионосферы в периоды подготовки сильных землетрясений. В основном эти данные касаются областей E и F. Данных по изменениям параметров области D – существенно меньше.

Последнее связано с тем, что область *D*, как ни одна другая область ионосферы, является недостаточно исследованной. Это обусловлено как её составом (отрицательные ионы, кластерные ионы) и динамикой (аэрологические и метеорологические факторы, ионизация солнечными и галактическими космическими лучами), так и отсутствием методов, позволяющих вести регулярный мониторинг в районах с высокой сейсмической активностью. Методы, применяемые для исследования верхней и средней ионосферы, оказываются малопригодными к исследованию нижней ионосферы.

Поэтому для исследования области *D* с земной поверхности применяют либо оптические методы, либо проводят исследования области *D* риометрическим методом, методом частичных отражений или амплитудно-фазовыми методами в ДВ и СДВ диапазонах.

Одно из важнейших отличий ионограмм, получаемых при зондировании с космических аппаратов, от ионограмм наземного зондирования заключается в том, что за частотами отсечки (foF2, fxF2), определяющими электронную концентрацию в максимуме слоя F2 ионосферы, регистрируются отражения от Земли или от спорадического слоя Es.

В работе обсуждается метод глобальной оценки состояния D—области и основания Eобласти ионосферы радиосредствами космического базирования, основанный на анализе дифференциального поглощения радиоволн обыкновенной и необыкновенной поляризаций в нижней ионосфере.

Постановка задачи

При зондировании ионосферы с борта космических аппаратов анализ данных ионозондов ограничивается полосой частот от критической частоты области F (foF2) до частот плазменных резонансов. Информация, заключенная в сигнале с частотой f > fo, xF2, дважды прошедшем через ионосферу и отраженном от земной поверхности, фактически остается без должного анализа. Плазменная частота ω_e в области D много меньше частот зондирования, для которых область F – радиопрозрачна. Наличие столкновений и геомагнитного поля приводит к тому, что показатель преломления в плазме становится комплексной величиной $n = kc/\omega = \mu + i\chi$, где k – длина волнового вектора, μ, χ – реальная и мнимая части покизптеля преломления n^2 , $\mu^2 - \chi^2 = \varepsilon'$, $2\mu\chi = \varepsilon''$. Известно, что поглощение необыкновенной компоненты в области D больше чем обыкновенной, а поглощение обыкновенной компоненты меньше, чем в отсутствие магнитного поля.

Т.о., в разнице уровней принятых сигналов заключена информация об поглощении в *D*-области и, следовательно, о её состоянии [1].

Моделирование влияния возмущений в D-области на уровень зондирующего сигнала

Положим: а) на выходе передатчика спутникового ионозонда существует волна линейной поляризации, расщепляющаяся в ионосферной плазме на две магнитоионных компоненты с амплитудами $A_x^o = A_o^o$; б) результирующее поле вдоль луча, связывающего передатчик,

с амплитудами $A_x^{\circ} = A_o^{\circ}$; о) результирующее ноле вдела $A_{o,x} = \frac{A_{o,x}^{\circ}}{\sqrt{F}} \exp\left[-2\int_{h_c}^{h_{tp}} \xi_{o,x} dh\right]$, где F – область отражения от земли и приемник, имеет вид $A_{o,x} = \frac{A_{o,x}^{\circ}}{\sqrt{F}} \exp\left[-2\int_{h_c}^{h_{tp}} \xi_{o,x} dh\right]$, где F –

геометрическая расходимость; в) земная поверхность является плоской, а магнитоионные компоненты распространяются по совпадающим траекториям.

Тогда отношение амплитуд обеих магнитоионных компонент, отраженных от земли и зарегистрированных спутниковым ионозондом, будет изменяться только из-за поглощения и дисперсионного расплывания. Отношение уровней зарегистрированных сигналов R равно:

$$R = \frac{A_x}{A_o} = \Theta_{x,o} \cdot \exp\left[-2\int_{h_c}^{h_{otp}} (\xi_x - \xi_o) \, dh\right],\tag{1}$$

где $\xi = \omega/cIm\sqrt{\dot{\varepsilon}}$ – коэффициент затухания, $\Theta_{x,o}$ – коэффициент, учитывающий различное падение амплитуды обеих магнитоионных компонент зондирующего импульса вследствие дисперсионного расплывания в ионосфере. Аналогичное соотношение получается при использовании зондирующих импульсов одной круговой поляризации, но с различными частотами.

Следовательно, для модельной оценки времени запаздывания и потерь при зондировании со спутника необходимо глобальное распределение $n(\omega_e, \nu_e, \Omega_e)$ и $\chi(\omega_e, \nu_e, \Omega_e)$. В качестве модели ионосферной плазмы воспользуемся моделью ионосферы IRI [2], а для определения нейтрального состава области D – моделью термосферы MSIS [3].

Роль дисперсии в изменении амплитуды и длительности регистрируемых сигналов оценим по соотношению $\Delta \tau_{\mu} = \frac{2}{c} \int_{h_c}^{h_{orp}} \left(\frac{1}{n(h,f_{\rm H})} - \frac{1}{n(h,f_{\rm B})} \right) dh$, где $f_{\rm H}$ и $f_{\rm B}$, верхняя и нижняя частоты спектральной полосы зондирующего импульса, и для $\Theta_{x,o}$ запишем: $\Theta_{x,o} = \sqrt{(\tau_{\mu} + \Delta \tau_{\mu}^{o})/(\tau_{\mu} + \Delta \tau_{\mu}^{x})}$. Здесь τ_{μ} – начальная длительность импульса. В результате получим соотношение, позволяющее оценить поглощение сигнала в *D*-области:

$$\int_{h_c}^{h_{\text{orp}}} (\xi_x - \xi_o) \, dh = \frac{1}{2} \ln \left[\frac{A_o}{A_x} \cdot \sqrt{\frac{(\tau_{\mu}^+ \Delta \tau_{\mu}^o)}{(\tau_{\mu}^+ \Delta \tau_{\mu}^x)}} \right] = \ln \left[\sqrt{\Theta_{\text{x.o}}/R} \right]. \tag{2}$$

Анализ данных модельного радиозондирования

Проведем оценку величины R в случае появления возмущений в области D. Во время возмущений, связанных с явлениями на Солнце, концентрация электронов на высотах 50-90 км может возрастать в десятки и сотни раз, приводя к резкому усилению поглощения радиоволн. Наиболее значительными возмущениями, связанными с активностью Солнца и сопутствующими явлениями в околоземном пространстве, являются три типа возмущений: внезапные ионосферные возмущения (ВИВ), поглощение в полярной шапке (ПШ) и авроральное поглощение (АП). На этом фоне сейсмо-ионосферные и антропогенные (радионагрев в CB, KB-диапазонах) возмущения в области D следует отнести к локальным.

Локальное возмущение. Положим, что гелио и геомагнитная активности – невысоки: $F_{10.7} = 107$, Ap = 4. Расчеты проведем для летнего солнцестояния в точке с координа-



Рис. 1. Распределение R, рассчитанное рис. 2. Зависимость дифференциального на высоте h = 1000 км поглощения R от Am и f_t

тами 42.25° с.ш., 145°
в.д, для 06UT и частоты зондирования $f_t = fxF2(\theta, \phi) + 0.1$ [МГ
ц]. Сейсмо-ионосферное возмущение в области D величин
ы $N_e^i \nu_e$ представим в следующем виде:

$$N_{e}^{\cdot}\nu_{e} = N_{e0}^{\cdot}\nu_{e0} \cdot \left[1 + Am \cdot \prod_{k=1}^{3} \left\{ \begin{array}{l} \left(1 - (x_{k} - x_{ko})^{2} / \Delta x_{k}^{2} \right)^{2}, \left(x_{k} - x_{ko} \right)^{2} / \Delta x_{k}^{2} \le 1 \\ 0, \left(x_{k} - x_{ko} \right)^{2} / \Delta x_{k}^{2} > 1 \end{array} \right].$$
(3)

Здесь \vec{x} – текущие координаты, \vec{x}_o – координаты местоположения центра возмущения, $\Delta x = (\Delta h, \Delta \theta, \Delta \phi)$ – пространственные размеры возмущения. При моделировании полагалось: $\Delta \theta = 8^0$, $\Delta \phi = 11^0$, $\Delta h = 20$ км, Am = 10. Результаты расчетов даны на рис. 1. Плавное уменьшение величины R с юга на север в невозмущенных условиях обусловлены уменьшением критической частоты слоя F2 с широтой. Аналогичное уменьшение R с востока на запад связано с перестройкой ионосферы в вечернее время суток. Стрелкой на той же карте указано местоположение центра возмущения.

Рассмотрим зависимость поглощения от относительной амплитуды возмущения и частоты зондирования. Моделирование проведем для тех же параметров. Результаты моделирования представлены на рис. 2. Анализ данных моделирования показал, что частотный интервал, в котором данный метод позволяет проводить измерения, определяется значениями Am и f_t : при малых Am и f_t , значительно превышающих fxF2, обе магнитоионные компоненты испытывают слабое поглощение, а оценка поглощения в области D – проблематична, в случае больших Am отношение амплитуд $R \to 0$ и оценка поглощения также становится затруднительной. Оптимальный для измерений диапазон значений Rуказан на рис. 2 вертикальной полосой J.

Глобальные возмущения. Рассмотрим влияние на вариации *R* повышения электронной концентрации в *D*-области во время солнечной вспышки и аврорального возмущения. Моделирование проведем для тех же гелио-геофизических условий. Модель возмущения по вертикали аналогична (3). По горизонтали, в случае вспышки, возмущение убывает пропорционально $\cos \chi$ от подсолнечной точки, где χ - угол падения солнечных лучей на слой D. Авроральное возмущение задавалось в виде кольца вдоль круга широты, шириной в несколько градусов. Остальные параметры были аналогичны расчетам для рис. 1. Примеры оценок R в случае глобальных возмущений иллюстрируются рис. 3.



Рис. 3. Планетарное распределение величины R в случае аврорального возмущения в Северном полушарии (слева) и солнечной вспышки (справа)

Заключение

На основе модельного анализа данных спутникового ионосферного зондирования в полосе частот, превышающих частоту отсечки fxF2, показана перспективность использования этой полосы частот зондирования для контроля состояния области D.

Наличие отражающей поверхности (земли) не требует увеличения мощности бортового передатчика, а расположение аппаратуры на спутнике позволяет осуществить глобальный оперативный мониторинг области D, включая сейсмоактивные регионы планеты.

Работа выполнена по Программе СО РАН "Природно-климатические изменения и их последствия для Сибири в современных условиях глобального потепления и антропогенных воздействий".

Литература

- 1. Зуев В.В., Нагорский П.М. Метод оценки состояния области D ионосферы радиосредствами космического базирования // Исследование земли из космоса. – 2011. – № 4. – С. 33-40.
- 2. Rawer K., Bilidza D., Ramakrishnan S. Goals and Status of the IRI // Rev. Geophys. Spase Phys. 1987. V.16. № 2. P. 177 181.
- 3. *Hedin A.E.* Neutral Atmosphere Empirical Model from the surface to lower exosphere MSIS90 // J. Geophys. Res. 1991. V. 96. P. 1159 1172.

Assessment of the Status and Dynamics of the Ionospheric D region Using Space-Based Radio Facilities

Nagorsky P.M., Zuev V.V.

Institute of Monitoring of Climatic and Ecological Systems SB RAS, Russia

The ionospheric D region is insufficiently studied in comparison with other regions. This is due to its composition (negative ions and cluster ions) and dynamics (aerological and meteorological factors and solar and galactic cosmic ionization), as well as to the absence of methods for routine global monitoring.

An estimation method for the state of the ionospheric D region and the base of the E region by space based facilities is suggested on the basis of an analysis of differential absorption of radio waves of ordinary and extraordinary polarizations in the lower ionosphere. Satellite ionospheric sounding data are model analyzed in the frequency band above fxF2.

Based on the model analysis of satellite ionospheric sounding data, the frequency band above fxF2 is shown to be prospective for the global satellite monitoring of the ionospheric D region.

The presence of a reflecting surface (that of the Earth) does not require an increase in the power of an ionosonde board transmitter, and satellite-mounted equipment allows the operative monitoring of the D-region over seismically active regions.

Исследование динамики высоковозбужденных состояний атомов верхней атмосферы

Непомнящий Ю.А., Пережогин А.С., Шевцов Б.М.

Институт космофизических исследований и распространения радиоволн ДВО РАН, Россия

vicekam@gmail.com

Высоковозбужденные (ридберговские) атомы в верхней атмосфере вызывают интерес широкого круга специалистов, благодаря способности оказывать влияние на распространение радиоволн и создавать помехи в работе коммуникационных и навигационных систем. Ридберговские атомы характеризуются эмиссией электромагнитного излучения в широком спектральном диапазоне и высоким сечением рассеяния, что позволяет наблюдать их возникновение различными дистанционными методами [1].

Эксперимент проводился с помощью лидарного телескопа Ньютона (диаметр зеркала 60 см., фокусное расстояние 210 см.) и спектроанализатора LaVision (Таблица 1). Схема установки представлена на рис. 1.





Таблица	1.	Характеристики	спектроанализатора
1		1 1	1 1

Тип матрицы	CCD
Разрешение	1376(верт.)×1040(гор.)
Размер пикселя	6.45×6.45 (MKM)
Спектральный диапазон	190 - 900 (нм)
Квантовый выход (λ =520 нм)	$\geq 60\%$
Время накопления (макс.)	20 мин.

В ночь с 28.02.2013 на 01.03.2013 проводилась серия спектральных снимков ночного неба каждые 30 минут со временем накопления сигнала 20 минут. Параллельно регистрировались данные ионозонда с периодом 15 минут. Полученные спектрограммы и ионограммы представлены на рис. 2 – рис. 7. На рис. 2 отчётливо наблюдаются линии 555 и 630 нм. Остальные спектрограммы также показывают свечение на различных длинах волн.



Рис. 2. Спектр ночного неба 23:00-23:20



Рис. 3. Ионограммы 23:00, 23:15



Рис. 4. Спектр ночного неба 23:30-23:50



Рис. 5. Ионограммы 23:30, 23:45



Рис. 6. Спектр ночного неба 00:00-00:20



Рис. 7. Ионограммы 00:00, 00:15

Таблица 2. Идентификация линий

Длина волны (О)	Aki (s^{-1})	Ei (eV)	Ek (eV)	Нижняя конф.	Терм	Верхняя конф.	Терм
555.4832	$5.83e{+}05$	10.988792	13.2201781	$2s22p3(4S^{\circ})3p$	3P	$2s22p3(4S^{\circ})7s$	$3S^{\circ}$
555.5004	$9.71e{+}05$	10.988861	13.2201781	$2s22p3(4S^{\circ})3p$	3P	$2s22p3(4S^{\circ})7s$	$3S^{\circ}$
555.5053	$1.94e{+}05$	10.988880	13.2201781	$2s22p3(4S^{\circ})3p$	3P	$2s22p3(4S^{\circ})7s$	$3S^{\circ}$
557.7339	$1.26e{+}00$	1.9673640	4.1897461	2s22p4	1D	2s22p4	1S
630.0304	5.63e-03	0.000000	1.9673640	2s22p4	3P	2s22p4	1D
630.0304	2.11e-05	0.000000	1.9673640	2s22p4	3P	2s22p4	1D
Длина волны (N)	Aki (s^{-1})	Ei (eV)	Ek (eV)	Нижняя конф.	Терм	Верхняя конф.	Терм
555.7383	$9.94e{+}05$	11.750091	13.9804531	2s22p2(3P)3p	$4 \mathrm{D}^{\circ}$	2s22p2(3P)5d	4F
556.0337	$1.42e{+}06$	11.763846	13.9930229	2s22p2(3P)3p	$4 \mathrm{D}^{\circ}$	2s22p2(3P)5d	4F
556.4265	$1.21e{+}06$	11.757531	13.9851347	2s22p2(3P)3p	$4 \mathrm{D}^{\circ}$	2s22p2(3P)5d	4F
556.4265	$1.06e{+}06$	11.752894	13.9804977	2s22p2(3P)3p	$4 \mathrm{D}^{\circ}$	2s22p2(3P)5d	4F
556.4377	$3.96e{+}05$	11.752894	13.9804531	2s22p2(3P)3p	$4 \mathrm{D}^{\circ}$	2s22p2(3P)5d	4F
557.5872	$3.42e{+}05$	11.757531	13.9804977	2s22p2(3P)3p	$4 \mathrm{D}^{\circ}$	2s22p2(3P)5d	4F
557.5984	$2.81e{+}04$	11.757531	13.9804531	2s22p2(3P)3p	$4 \mathrm{D}^{\circ}$	2s22p2(3P)5d	4F
572.9350	8.87e + 04	11.995575	14.15899	2s22p2(3P)3p	$4\mathrm{S}$ $^{\circ}$	2s22p2(3P)6d	4P

На основании информации электронного каталога спектральных линий атомов [2] произведена идентификация спектральных линий. Обнаружено наличие возбуждённых атомов с главным квантовым числом 7 для атомарного кислорода и 5 для атомарного азота (таблица 2).

Литература

- 1. Голубков Г.В., Иванов Г.К. Ридберговские состояния атомов и молекул и элементарные процессы с их участием. М: Либроком, 2009. – 302 с.
- 2. Электронный каталог спектральных линий атомов http://physics.nist.gov/PhysRefData/ASD/lines_form.html

Dynamics of highly excited atoms of the upper atmosphere

Nepomnyashchiy Y.A., Perezhogin A.S., Shevtsov B.M.

Institute of Cosmophysical Research and Radio Wave Propagation FEB RAS, Russia

Highly excited atoms in the upper atmosphere arouse interest of a many specialists. Today, they still remain a poorly understood phenomenon.

This paper presents the first results of experimental research of the excited atom dynamics in the upper atmosphere. Spectral lines of oxygen atoms have been obtained. The results of ionosonde and night sky camera observations are compared with the obtained data.

Вертикальные температурные вариации в зимней атмосфере над Якутском по данным оптических измерений

Николашкин С.В.^{1,2}, Аммосов П.П.¹, Игнатьев В.М.¹, Титов С.В.¹, Колтовской И.И.¹, Решетников А.А.¹

¹ Институт космофизических исследований и аэрономии им.Ю.Г. Шафера СО РАН, Россия

 2 Томский государственный университет, Россия

nikolashkin@ikfia.ysn.ru

Представлены результаты одновременных измерений температуры атмосферы от 0 до 100 км лидарным, спектрометрическим и интерферометрическими методами в зимнее время 2008 г. в Якутске. Показано, что структура вертикального профиля температуры во время стратосферного потепления испытывает противофазные вариации и определяется распространением вверх планетарных волн.

Знание температурной стратификации атмосферы является одним из ключевых инструментов в исследовании физических механизмов эволюции вертикально распространяющихся планетарных волн. Особую ценность имеют экспериментальные измерения температуры с максимально возможным широким высотным охватом. Для каждого слоя атмосферы существуют различные общепринятые методы исследований, такие как радиозондовые, ракетные и оптические. Нами представлены результаты одновременных измерений температуры атмосферы над Якутском оптическими и радиозондовыми методами в зимнее время 2008 г. в интервале высот 0-100 км.

Температурные измерения для приземного слоя от 0 до 20–25 км были получены по данным радиозондирования на аэрологической станции г. Якутска. Запуски радиозондов осуществляются дважды в сутки в сроки 0 и 12 часов UT. Данные были получены на сайте Университета штата Вайоминг (США) (http://weather.uwyo.edu/upperair/sounding.html).

Измерения температуры средней атмосферы от 25 до 55–60 км производились при помощи рэлеевского лидара, установленного около Якутска [1]. К моменту проведения эксперимента параметры лидара были следующие: передатчик Nd-YAG лазер, работающий на длине волны 532 нм и энергией импульса 200 мДж; приемник – телескоп с диаметром главного зеркала 60 см и фокусным расстоянием 200 см с системой счета фотонов и спектроанализатором. Зондирование проводилось в ясные ночи с интервалом два часа в течении 20 минут. За ночь проводилось 6–7 сеансов. При этом значения температуры восстанавливали по молекулярному рассеянию излучения лазера для интервала высот с 25 до 50–60 км с ошибкой от 2 К на нижней точке до 10 К на верхней.

Температура верхней атмосферы измерялась на трех высотных уровнях: по излучению гидроксильного слоя на уровне мезопаузы, по излучению молекулярного кислорода при помощи инфракрасного спектрографа [2] и по излучению атомарного кислорода на линии 557,7 нм по данным спектрометра Фабри-Перо [3]. Излучение молекулы гидроксила возникает в верхней атмосфере в результате фотохимических реакций на высоте 87 км в большей части в инфракрасной области спектра. Нами были проведены измерения вращательной температуры гидроксила по молекулярной полосе 6,2 (~700 нм) при помощи спектрографа на базе СП-50 с цифровой ПЗС камерой SBIG ST-6 на оптическом полигоне "Маймага" в 120 к северу от Якутска. Наблюдения проводились в темное время суток с экспозицией 10 мин, независимо от состояния неба – наличие облачности на результат измерения температуры не влияет. Вращательная температура определялась по соотношению интенсивностей P-ветвей полосы 6,2 [4]. Точность определения температуры по данному методу составляет 2–3 К. Также, заодно и измерялась температура по первой Атмосферной полосе (0-0) излучения молекулярного кислорода в верхней атмосфере, максимум излучения которого находится на высоте 94 км. Измерения температуры по доплеровскому уширению линии излучения атомарного кислорода на длине волны 557,7 нм (высота максимума слоя ~ 97 км) осуществлялось при помощи сканирующего спектрометра Фабри-Перо на полигоне "Маймага". Апертура интерферометра составляла 15 см, толщина разделителя 1,5 см, коэффициент отражения пластин 0,85, тонкость 12. В излучении свечения ночного неба одно измерение температуры получается за 16 мин, с точностью 5-10 К, таким образом за ночь получается 40–50 измерений температуры.

Таким образом, в данной работе нам удалось охватить температурными измерениями бо́льшую часть атмосферы за исключением слоя мезосферы от 60 до 87 км (Рис.1). Причем, надо оговориться, что максимальное пространственное разнесение пунктов измерения составляет 150 км по прямой, что вполне допустимо при исследовании осредненных за ночь вариаций температуры.



Рис. 1. Вертикальные профили температуры, экспериментально измеренные в Якутске (сплошная черная линия), модель CIRA (пунктир) и данные спутника AURA (MLS) (серая линия)

На рис.1 для сравнения также показаны температурные профили по модели CIRA и по измерениям при помощи прибора MLS (MicroLimb Sounder), установленного на спутнике AURA. Как видно отсюда, в декабре 2007г. стратопауза находилась на высоте около 50 км и измеренные различными методами профили показывают сходное поведение, за исключением некоторого повышения температуры в стратосфере по лидарным измерениям 19 декабря. Средненочные температуры верхней атмосферы в эти дни составляли: 200 К по излучению гидроксила (H~87 км), 175 К по O₂ (H~94 км), 196 К по зеленой линии излучения кислорода (H~97 км). Измерения в конце января проводились во время стратосферного потепления, что хорошо видно по лидарным профилям. В эти дни стратопауза опустилась до 42–45 км. Температуры же верхней атмосферы сильных изменений не показывают, хотя на уровне излучения гидроксила отмечается некоторая тенденция повышения температуры и понижения в области нижней термосферы. Это говорит о том, что планетарное возмущение еще не дошло в эти дни до уровней верхней атмосферы – для этого потребуется время около 5–7 дней [5]. Предполагается, что такое волнообразное изменение вертикального температурного профиля является результатом особенностей вертикального распространения планетарной волны во время стратосферного потепления.

Данная работа поддержана Интеграционным проектом СО РАН №106 и грантами РФ-ФИ № 12-05-98547-а, № 12-05-31144.

Литература

- Тимофеева Г.А., Титов С.В., Николашкин С.В. Лидарные и фотометрические исследования атмосферного аэрозоля в Якутии // Известия высших учебных заведений. Физика. – 2006. – №3. – С. 260–261.
- 2. Аммосов П.П., Гаврильева Г.А. Инфракрасный цифровой спектрограф для измерения вращательной темпертауры гидроксила // Приборы и техника эксперимента. 2000. № 6. С.73–78.
- 3. Игнатьев В.М., Николашкин С.В., Авксентьев А.Г., Аммосов П.П. Светосильный спектрометр Фабри-Перо // Приборы и техника эксперимента, 2000, № 6. С.73–78.
- 4. Шефов Н.Н., Семенов А.И., Хомич В.Ю. Излучение верхней атмосферы индикатор ее структуры и динамики. –М.: ГЕОС, 2006. 741 с.
- Югов В.А., Николашкин С.В., Игнатьев В.М. Связь температуры субавроральной мезопаузы и нижней термосферы с температурой полярной стратосферы во время зимних сильных потеплений // Геомагнетизм и аэрономия. – 1998. – Т.38, №1. – С.115–121.

Vertical temperature variations in winter atmosphere above Yakutsk by optical measurement data

Nikolashkin S.V., Ammosov P.P., Ignatiev V.M., Titov S.V., Koltovskoy I.I., Reshetnikov F.F.

Institute of cosmophysical research and aeronomy SB RAS, Russia

The results of simultaneous measurements of atmospheric temperature from 0 to 100 km by lidar, spectrometric and interferometric methods in winter 2008 in Yakutsk are presented. It is shown, that vertical temperature profile structure during stratospheric warming undergoes antiphase variations and determined by upward propagation of planetary waves.

Атмосферно-электрический критерий аэрозольного и радиоактивного загрязнения атмосферы

Панчишкина И.Н., Петрова Г.Г., Петров А.И.

Южный федеральный университет, Россия

georgpu@rambler.ru

В настоящее время контроль загрязнения атмосферного воздуха с целью быстрого реагирования на последствия техногенных катастроф является одной из проблем экологического мониторинга. Службами контроля различного уровня осуществляется наблюдение за состоянием атмосферного воздуха по физическим, химическим и биологическим показателям. Однако на сегодняшний день к актуальным задачам экологического мониторинга относится поиск интегральных критериев загрязнения атмосферы и модернизация методов контроля качества атмосферного воздуха. В целом ряде работ по атмосферному электричеству [1-5] указывается на возможность использования атмосферно-электрических характеристик для контроля ее чистоты. Тренды в рядах данных многолетних измерений элементов приземного атмосферного электричества, показывают уменьшение электропроводности, что вызвано возросшей антропогенной деятельностью, приведшей к повышению концентрации аэрозолей в атмосфере [8]. Уменьшение электрической проводимости, в свою очередь, приводит к изменению напряженности электрического поля, плотности электрического тока и плотности электрического заряда. Эти эффекты, связанные с присутствием аэрозольных частиц в атмосфере могут проявляться как в локальном, так и в глобальном масштабе [2]. Значительные изменения атмосферно-электрических характеристик наблюдались во время Чернобыльской катастрофы: в десятки раз возросла электропроводность и во столько же раз снизилась напряженность электрического поля в местах выпадения радиоактивных веществ [7]. Многие элементы атмосферного электричества в приземном слое реагируют на изменение содержания аэрозолей и радионуклидов, но по нашему мнению наиболее эффективно в качестве индекса аэрозольного и радиоактивного загрязнения воздуха можно использовать значения концентрации легких ионов в атмосфере.

В чистом воздухе в отсутствии турбулентного перемешивания концентрация легких ионов зависит от интенсивности ионообразования. В приземном слое ионизация осуществляется в результате влияния радиоактивного излучения земной поверхности, радиоактивных примесей, содержащихся в воздухе, космического излучения. Большая часть естественной альфа-радиоактивности вблизи земной поверхности обусловлена эманациями изотопов радона. Наиболее значительная роль в ионизации нижних слоев атмосферы отводится Rn-222, поскольку его период полураспада существенно больше периодов полураспада других изотопов и составляет 3,8 суток. Радон вместе с почвенным газом поступает в атмосферу, где его концентрация уменьшается с высотой. Профиль распределения Rn-222 определяется интенсивностью его выделения и скоростью рассеивания в атмосфере в результате турбулентного перемешивания [3,5]. Вклад радона в процесс ионообразования связан с объемной активностью Rn-222 следующим соотношением

$$q_{Rn} = cA_{Rn},\tag{1}$$

где q_{Rn} - интенсивность ионообразования, обусловленная влиянием Rn-222, A_{Rn} – объемная активность (концентрация) радона-222. По Брикару [2] c=0,2 пар ионов/с·Бк.

При отсутствии аэрозолей и турбулентного перемешивания концентрация легких ионов в атмосфере определяется балансом процессов ионизации и рекомбинации. Полагая для простоты $n_{+} = n_{-}$, имеем:

$$\frac{dn}{dt} = q - \alpha n^2 \tag{2}$$

В стационарных условиях

$$\frac{dn}{dt} = 0 \quad \Rightarrow \quad q - \alpha n^2 = 0 \quad \Rightarrow \quad q = \alpha n^2 \tag{3}$$

Полагая, что $q = q_{Rn}$ и подставив соотношение (1) в уравнение (3) получим

$$cA_{Bn} = \alpha n^2 \tag{4}$$

В качестве критерия чистоты воздуха может использоваться отношение квадрата концентрации легких ионов к объемной активности Rn222:

$$F = n^2 / A_{Rn} \tag{5}$$

Критерий F играет роль коэффициента пропорциональности в зависимости между квадратом концентрации легких ионов и объемной активностью радона-222, если принять, что этот изотоп радона является единственным ионизатором. Учитывая принятые значения констант c и α можно получить значение критерия F для безаэрозольного случая.

$$F = \frac{n^2}{A_{Bn}} = \frac{c}{\alpha} = 12, 5 \cdot 10^{16} \frac{(\Pi.\Pi.)^2}{\mathrm{E}\mathrm{K} \cdot \mathrm{M}^3}$$
(6)

Однако следует иметь в виду, что интенсивность ионообразования в каждом пункте наблюдений определяется совокупным действием различных ионизаторов:

$$q = q_{Rn} + q_0 \left(\alpha, \beta, \gamma\right) + q_{\text{косм.л.}} + \dots \tag{7}$$

где $q_0(\alpha, \beta, \gamma)$ - интенсивность ионообразования от альфа-, бета-, гамма- излучения земной поверхности, $q_{\text{косм.л.}}$ - интенсивность ионообразования посредством космического излучения. Поскольку при появлении искусственных радионуклидов в дополнение к естественному радиоактивному фону интенсивность ионообразования увеличивается, концентрация легких ионов может служить индикатором радиоактивного загрязнения.

$$q + q_1 - \alpha n^2 = 0 \quad \Rightarrow \quad \alpha n^2 = q + q_1 \quad \Rightarrow \quad n = \sqrt{\frac{q + q_1}{\alpha}}$$
(8)

где q₁- интенсивность ионообразования, обусловленная антропогенными источниками. В реальной атмосфере легкие ионы исчезают при рекомбинации не только с ионами противоположного знака, но и в результате соединения с нейтральными и заряженными аэрозолями:

$$\frac{dn}{dt} = q - \alpha n^2 - \eta n N_0 - \gamma n N, \tag{9}$$

где N_0 -концентрация нейтральных аэрозолей, N-концентрация заряженных аэрозолей (тяжелых ионов), $\alpha \cong 1, 6 \cdot 10^{-6} \text{см}^3/c$, $\eta \cong 4, 3 \cdot 10^{-6} \text{см}^3/c$, $\gamma \cong 6, 5 \cdot 10^{-6} \text{см}^3/c$ [6]. В стационарном случае уравнение (6) приобретет вид:

$$q - \alpha n^2 - \eta n N_0 - \gamma n N = 0, \tag{10}$$

Снижение концентрации легких ионов вследствие соединения с аэрозолями приведет к уменьшению значений *F*.

С целью изучения возможности использования атмосферно-электрических характеристик в качестве индикатора аэрозольного и радиоактивного загрязнения атмосферы в настоящей работе использованы экспериментальные данные, полученные в комплексных экспедициях, проводимых лабораторией геофизических исследований Южного федерального университета [9]. Экспедиции проводились в летние месяцы на территории Ростовской области и на пике Чегет в Приэльбрусье.

В таблице 1 представлены значения критерия F, полученные по данным экспедиционных измерений объемной активности радона-222 A_{Rn} и концентрации легких ионов n в различных пунктах наблюдений. Значения критерия приводятся в процентном отношении к значению F, полученном для пика Чегет, которое оказалось значительно выше, чем для пунктов Ростовской области.

Таблица 1. Относительные значения критерия F в различных пунктах наблюдений

Пункт наблюдений	F, %
Ростов-на-Дону	2%
п. Орловский	7%
с. Михайловка	7%
х. Платов	14%
х. Талловеров	12%
х. Федоровка	34%
Пик Чегет, Приэльбрусье	100%



Рис. 1. Ряды регрессии квадрата концентрации положительных ионов по концентрации радона-222 в различных пунктах Ростовской области (планками показаны значения стандартной погрешности): 1 – Михайловка (1995-1998), 2 – Орловский (1999), 3 – Платов (2002-2005), 4 – Талловеров (2008), 5 – пик Чегет (2010)

Анализируя таблицу, можно отметить, что в крупном промышленном центре г. Ростове-

на-Дону критерий *F* имеет наименьшие значения. В селе Михайловке и поселке Орловском содержание аэрозолей в атмосфере в целом выше, чем в хуторах Платове, Талловерове и Федоровке. Это подтверждается отметками наблюдателей о наличии помутняющих атмосферу факторов (пыль, дым, туман и т.д.).

Высокое значение *F* на пике Чегет можно объяснить малым содержанием в горном воздухе аэрозоля антропогенного происхождения и присутствием других источников ионообразования, характерных для условий высокогорья.

Для того чтобы уточнить роль источников ионообразования, которые действуют в исследуемом слое вместе с радоном были построены ряды регрессии квадрата концентрации положительных ионов по концентрации радона-222. При расчете использованы значения концентрации положительных ионов, с целью исключения влияния электродного эффекта.

Для рядов регрессии рассчитаны уравнения линейной функции вида $n_+^2 = kA_{Rn} + b$ (рис. 1). В данном уравнении k – угловой коэффициент линейной функции, характеризующий силу связи между величинами n_+^2 и A_{Rn} , он равен приращению квадрата концентрации легких ионов при увеличении на единицу объемной активности радона-222. Константа b - значение функции при нулевом значении аргумента, в данном случае определяет вклад других источников ионизации в ионообразование. Уравнения регрессии для всех пяти пунктов представлены в таблице 2.

Пункт измерений	Уравнение регрессии	Достоверность аппроксимации
Михайловка	$(n_+)^2 = 0.86A_{Rn} + 73$	0,81
Орловский	$(n_{+})^{2} = 0.70 A_{Rn} + 93$	0,83
Платов	$(n_{+})^{2} = 1.47A_{Rn} + 99$	0,91
Талловеров	$(n_{+})^{2} = 1.79A_{Rn} + 82$	0,95
Пик Чегет	$(n_+)^2 = 11.06A_{Rn} + 235$	0,63.

Таблица 2. Уравнения регрессии квадрата концентрации положительных ионов по концентрации радона-222 для различных пунктов наблюдений

В пунктах измерений Михайловка и Орловский (линии 1 и 2) коэффициенты k близки между собой, и примерно вдвое ниже, чем в Платове и Талловерове (линии 3 и 4). Следует отметить, что измерительная площадка в Михайловке находилась вблизи реки, во время наблюдений часто отмечались туманы. Аналогичные рассуждения справедливы относительно результатов, полученных в п.Орловском, только там причиной снижения kявляется не туман, а пыль. Поселок Орловский расположен на юго-востоке Ростовской области в полупустынной зоне. В период измерений часто наблюдались сильные восточные ветры с пылью и поземкой. В Платове и Талловерове помутняющие атмосферу факторы отмечались значительно реже. Наибольший наклон прямой (линия 5) для пика Чегет можно объяснить малым содержанием аэрозоля в атмосфере.

Таким образом, используя критерий F, рассчитанный по значениям концентрации легких ионов и объемной активности радона-222 можно осуществлять оперативное картирование уровней аэрозольной и радиоактивной загрязненности атмосферы, а после получения тревожной информации сигнального мониторинга проводить более подробные исследования. Полученные закономерности могут явиться основой для разработки оперативной региональной системы радиационно-экологического мониторинга.

Литература

- Брикар Дж. Влияние радиоактивности и загрязнений на элементы атмосферного электричества // Проблемы электричества атмосферы. - Л.:Гидрометеоиздат. – 1969. – С. 68
- 2. *Морозов В.Н.* Математическое моделирование атмосферно-электрических процессов с учетом влияния аэрозольных частиц и радиоактивных веществ. СПб., РГГМУ. 2011. 253 с.
- 3. Israelsson S. Measurements of surface-air space charges carried by dry wind-driven dust.// J.Atmosph.Terr.Phys. 56(12). 1994. P. 1551-1556.
- 4. Kamsali N., Prasad B.S.N., Datta, J. Atmospheric electrical conductivity measurements and modeling for application to air pollution studies//Advances in Space Research. – 44(9). – 2009. – P. 1067-1078
- 5. Петров А.И., Петрова Г.Г., Панчишкина И.Н., Кудринская Т.В. Возможность использования атмосферно-электрических характеристик для оценки аэрозольного и радиоактивного загрязнения приземного слоя// Сборник трудов VII Российской конференции по атмосферному электричеству. Т.2. 2012. с.37-39
- 6. Ивлев Л.С., Довгалюк Ю.А. Физика аэрозольных систем. СПБ.: СПБГУ, 1999, 194с.
- 7. Israelsson S., Knudsen E. Effect of radioactive fallout from nuclear power plant accident electrical parameters// J.Geophys. Res. 1986. V.91. p. 11909-11910.
- 8. *Огуряева Л.В., Шварц Я.М.* Многолетний ход величин атмосферного электричества в приземном слое.// Метеорология и гидрология. 1987. №7. с. 59-64.
- Петров А.И., Петрова Г.Г., Панчишкина И.Н., Кудринская Т.В., Петров Н.А. Измерительный комплекс для исследования электричества приземного слоя атмосферы. // Известия высших учебных заведений, Сев.- Кав. рег., Естест. науки. – №3. – 2010. – с. 47-52

Atmosphere electric criterion of aerosol and radioactive pollution of the atmosphere

Panchishkina I.N., Petrov A.I., Petrova G.G.

Southern Federal University, Russia

A method for aerosol and radioactive pollution control of the atmosphere on the basis of experimental data on light ion concentration and Rn-222 volumetric activity in the near ground air is discussed in the paper. Studying the character of the dependence between these values, it is possible to conclude about the presence of aerosol in the atmosphere and about the infusion of radionuclides non-characteristic for natural conditions into the atmospheric air. Comparative analysis of the data, obtained in complex expeditions carried out for several years in Rostov-on-Don, in several points of rural districts of Rostov Region, and at Mt. Cheget (vicinity of Mt. Elbrus), was performed. The calculated values of the criterion correspond, in general, to aerosol and radioactive situation in each observation point.

Радон-222 как фактор, определяющий электрическое состояние приземного слоя атмосферы

ПЕТРОВА Г.Г.¹, ПЕТРОВ А.И.¹, ПАНЧИШКИНА И.Н.¹, СТАРОСТИНА О.П.

¹Южный федеральный университет, Россия ²МОУ СОШ №53, Ростов-на-Дону, Россия

georgpu@rambler.ru

В последние десятилетия стала очевидной роль радона в электрических процессах в приземной атмосфере. Источником радиоактивных эманаций, присутствующих в атмосферном воздухе, являются горные породы и почвы. Выделившиеся из почвы эманации распространяются в атмосфере благодаря воздушным течениям и турбулентному перемешиванию воздушных слоев. Концентрация эманаций в воздухе убывает с высотой благодаря радиоактивному распаду. Поэтому для ионизации атмосферы особое значение имеет радон-222, период полураспада которого позволяет этому радиоактивному газу достаточно долго находиться в атмосфере, обеспечивая ее ионизацию. Радон-222 и продукты его распада α -радиоактивны, что обусловливает их высокую ионизирующую способность [1].



Рис. 1. Ряды регрессии отрицательной (LO) и положительной (LP) электропроводностей атмосферы на разных уровнях в нижнем метровом слое по объёмной активности радона-222 в атмосфере на тех же уровнях в условиях устойчивой стратификации приземного слоя. Сплошные линии - аппроксимирующие кривые для положительной, пунктирные – для отрицательной электропроводности. Планками показаны значения стандартной погрешности (август 2009 года, Талловеров, 35 часов)

В связи с этим оценка роли радона-222 в формировании электрического климата территорий представляется немаловажной, особенно для регионов с повышенным содержанием радона-222 в природных средах, каковым является юг России, в частности, Ростовская область, на территории которой имеется ряд радоногенерирующих геологических объектов. В основном они расположены на востоке области в пределах Ремонтненского и Орловского районов и в центральной части – севернее линии Шахты – Волгодонск. Примерно на одной трети территории области возможно проявление радонового фактора риска для населения. Следует, однако, иметь в виду, что поступление радиоактивных эманаций, в частности, радона-222 из почвы в атмосферу определяется не только присутствием радоногенерирующих объектов в недрах пункта наблюдений, но и условиями выхода эманаций из почвы в атмосферу: наличием разломов и трещиноватостью пород в данной местности и газопроницаемостью почвы непосредственно под измерительным датчиком. Исследование того, как изменение состояния почвы влияет на выход радона, и, опосредовано, на электричество приземного слоя, представляет интерес. Полученные в течение двенадцати летних экспедиций (табл. 1) Южного федерального университета на территории Ростовской области: Кашарский (4 пункта), Орловский (п.Орловский) районы, г.Ростов-на-Дону, - атмосферно-электрические данные и результаты измерений концентрации радона-222 в нижней атмосфере и почвенном газе проанализированы в комплексе с метеорологическими характеристиками с целью установления корреляций между величинами. Для нейтрализации влияния такого значимого фактора, как интенсивность перемешивания атмосферы, при анализе отбирались данные, полученные в условиях устойчивой стратификации, когда параметр стратификации не превышал 0,7. Такая устойчивая стратификация приземного слоя реализуется в летний период на юге России в ночные часы без ветра при инверсии температуры в нижних 2-х метрах. Параметр стратификации приземного слоя в исследовании оценивался по известному методу Орленко [2] на основании данных измерений температуры воздуха и скорости ветра на высотах 0,5 и 2 м. В этих условиях значения коэффициента турбулентности близки к нулю. Измерения параметров атмосферы измерялись традиционными методами. Полярные электропроводности определялись прибором Гердиена. Концентрация радона-222 регистрировалась радон-монитором "AlphaGUARD" (Genitron InstrumentsGmbH) в комплекте со специальным датчиком "Soil gas probe STITZ" и насосом "AlphaPUMP" для измерения концентрации радона в почвенном газе. Описание комплекса измерений дано в работе [3].

По результатам измерений имеет место тесная корреляция между электропроводностью атмосферы и концентрацией радона-222 в атмосферном воздухе. Коэффициенты корреляции достигают значений 0,7-0,8.



Рис. 2. Ряды регрессии параметров атмосферы по концентрации радона-222 в почве пунктов из таблицы 1: A_{Rn-222} - объёмная активность радона-222 в кБк/м³ на глубине 0,6 м; а и б – средние для пунктов наблюдений значения отрицательной и положительной электропроводности атмосферы на высоте 0,3 м, полученные в летний период; в и г – относительные градиенты отрицательной (gradLO/LO₀.3) и положительной (gradLP/LP₀.3) электропроводности, средние для тех же случаев.

На рисунке 1 показаны ряды регрессии полярных электропроводностей атмосферы по концентрации радона-222, полученные в условиях устойчивой стратификации для нескольких высот. Каждая точка получена как среднее из 7 измерений. Аппроксимирующие кривые построены в соответствии с уравнениями вида $\lambda = (\alpha A_{Rn} + \lambda_0)^{1/2}$, где A_{Rn} – объёмная активность радона-222 в атмосфере, λ – полярная электропроводность атмосферы.

Поскольку радон в атмосферу поступает из почвы, то можно ожидать, что электропроводность атмосферы вблизи земли будет коррелировать с содержанием радона в почвенном газе. В этом случае на основании данных об электропроводности приземного слоя атмосферы в условиях слабого перемешивания можно было бы опосредовано судить о содержании радона в почве. Однако, корреляция электропроводности атмосферы и концентрации радона-222 в атмосферном воздухе порой нарушается из-за влияния прочих факторов. Так, в Михайловке, где из-за близости реки часто наблюдаются ночные туманы, коэффициенты корреляции полярных электропроводностей атмосферы и концентрации радона-222 в слое 0,3 - 2 метра изменяются от 0,5 - 0,7 в ясные ночи до 0,2 - 0,4 в ночные часы, когда наблюдатель отмечал наличие дымки или тумана [4,5]. Таким образом, повышение содержания аэрозолей в атмосфере является причиной ослабления регрессионной зависимости электропроводности от радона. Возможно, поэтому не удаётся обнаружить тесной корреляции средних значений электропроводности атмосферы вблизи земли с содержанием радона-222 в почве пунктов наблюдений (таблица 1) на основании рядов регрессии, представленных на рисунке 2 (а, б).



Рис. 3. Ряды регрессии концентрации радона-222 в атмосфере (0,05; 0,3; 0,6; 1; 2м) по разности температур почвы на глубине 20 см и поверхности (DT) для устойчивой стратификации приземного слоя. Планками показаны значения стандартной погрешности

Нивелировать возможное влияние фонового аэрозольного загрязнения приземной атмосферы в пунктах наблюдений, которое неизбежно снижает абсолютные значения электропроводности по всему 3-метровому слою, позволяет использование относительных значений электропроводности, что успешно продемонстрировано в ранее проведенных исследованиях [6]. Кроме того, теснее, чем сама электропроводность атмосферы, с содержанием радона в почве будет коррелировать градиент электропроводности, особенно в условиях устойчивой стратификации температуры в приземном слое. В этих условиях при ослабленном перемешивании формируются заметные вертикальные градиенты электропроводности [5], обусловленные значительным ростом интенсивности ионообразования по мере приближения к поверхности земли из-за увеличения концентрации радона на нижних уровнях. Можно ожидать, что там, где почва особенно сильно эманирует, будут наблюдаться наибольшие значения градиента электропроводности в условиях слабого турбулентного обмена. Тогда по величине этого градиента можно косвенно оценивать содержание радона в почве. Исходя из изложенных соображений, мы использовали в качестве параметра для оценки содержания радона в почвенном газе отношение градиента атмосферной электропроводности к её значению на высоте экстремума вертикального профиля. В нашем случае это высота 0,3 метра. Таким образом, относительный градиент рассчитывался как отношение $\frac{(\lambda_3 - \lambda_{0.3})/2.7}{\lambda_{0.3}}$. На рисунке 2 (в, г) обнаруживается тенденция к более высоким средним значениям относительных градиентов электропроводности в пунктах наблюдений с повышенным содержанием радона в почве, которая особенно явно прослеживается для отрицательной электропроводности. Это вполне закономерно, если учесть, что в условиях близости земной поверхности концентрация положительных ионов обусловлена не только ионообразованием в данном слое, но и нисходящим притоком ионов из более высоко располагающихся слоёв атмосферы вследствие тока проводимости. Для отрицательных ионов, движущихся в атмосферном поле вверх, приток извне ограничен близостью земли. В этих условиях концентрация отрицательных ионов и, следовательно, отрицательная электропроводность теснее связана с процессами ионообразования в самом слое, и такой фактор, как эманирование почвы, имеет особое значение.

Что касается условий выхода радиоактивных эманаций из почвы в атмосферу, то, как показали исследования, содержание радона-222 вблизи земной поверхности коррелирует с терморежимом верхнего слоя почвы. На рисунке 3 представлены результаты измерений для часов с ослабленным перемешиванием приземного слоя при устойчивой стратификации. Из рисунка видно, что при увеличении разности температур почвы на глубине 20 см и поверхности (DT) увеличивается содержание радона-222 вблизи земли. Следует заметить, что положительная разность температур соответствует ситуации, при которой температура в глубине почвы выше, чем на поверхности. При таком распределении тепла в почве теплый воздух из ее глубин, имея меньшую плотность, выходит через почвенные поры в атмосферу и обогащает ее радоном. Из графика видно, что при DT=0 значения концентрации радона вблизи земной поверхности в нижнем метровом слое, обусловленные только диффузионными потоками, в среднем не превышают 50 Бк/м³. Увеличение разности температур почвы на 10 ° С по оценке данных, приведенных на рисунке 1, обеспечивает увеличение концентрации радона в нижнем слое атмосферы в 1,5-2 раза.

Таким образом, можно заключить, что при исследовании электричества приземного слоя, необходимо учитывать физические свойства подстилающей поверхности. Анализ вертикальных профилей полярных электропроводностей атмосферы и градиента её электрического потенциала в нижнем 3-метровом слое с учетом условий устойчивости атмосферы и содержания радона-222 в атмосфере и почвенном газе позволяет предложить физически обоснованную интерпретацию совокупности наблюдающихся вблизи земли атмосферно-электрических закономерностей.

Литература

- Брикар Дж. Влияние радиоактивности и загрязнений на элементы атмосферного электричества //Проблемы электричества атмосферы.- Л.: Гидрометеоиздат. – 1969. – С. 68-105
- 2. *Орленко Л.Р.* Строение планетарного пограничного слоя атмосферы. Л.: Гидрометеоиздат. - 1979. - 270 с.
- Петров А.И., Петрова Г.Г., Панчишкина И.Н., Кудринская Т.В., Петров Н.А. Измерительный комплекс для исследования электричества приземного слоя атмосферы // Изв.высших учебных заведений, Сев.- Кав. рег., Естест. Науки. – 2010. - №3. - С. 47-52
- 4. Петров А.И., Петрова Г.Г., Панчишкина И.Н., Кудринская Т.В., Куповых Г.В., Клово А.Г. Электропроводность воздуха и концентрация радона в приземном слое

// Труды V Российской конференции по атмосферному электричеству, Владимир. - 2003. - С.124-127.

- Petrov A.I., Petrova G.G., Panchishkina I.N. On factors determining the variations of the electric characteristics of a surface layer // Proc.11th Int. Conf. Atm. Electricity. Alabama, USA. – 1999. - P.547-550.
- Petrov A.I., Petrova G.G., Panchishkina I.N. Profiles of polar conductivities and of radon-222 concentration in the atmosphere by stable and labile stratification of surface layer // Atmospheric Research (Elsevier). – 2009.-V.91. – P.206-214.

Radon-222 as a factor, determining atmosphere near ground layer electrical condition

Petrova G.G.¹, Petrov A.I.¹, Panchishkina I.N.¹, Starostina O.P.^{1,2}

¹ Southern Federal University, Russia
 ² MBEI Sch. 53, Rostov-on-Don, Russia

The paper considers the results of expedition measurements of atmosphere electrical characteristics and radon-222 concentration in soil gas and near ground air at Rostov region and Mt. Elbrus highland sites.

The data, obtained during a series of expeditions, are analyzed together with meteorological characteristics of the lower atmosphere to determine the role of radon-222 in the processes of formation of the near ground atmosphere electric structure.

Correlation of radon content in the atmospheric air with temperature conditions of the upper 20-cantimeter soil layer, influencing radon exhalation, is demonstrated.

According to the results of measurements there is a close correlation between atmosphere electric conductivity and radon-222 concentration in the atmospheric air. Regression equations of polar electric conductivities on radon concentration in the atmosphere are calculated.

Analysis of vertical profiles of atmosphere polar electric conductivities and the electric potential gradient in the lower 3-meter layer, considering the conditions of stability in the atmosphere and radon-222 content, allow us to propose a physically based interpretation of a system of atmospheric and electrical regularities observed near the ground.
Обнаружение кристаллических частиц в атмосфере методом лазерного поляризационного зондирования

Самохвалов И.В.

Национальный исследовательский Томский государственный университет, Россия

sam@elefot.tsu.ru

Формирование кристаллических частиц перистых облаков происходит в процессе охлаждения восходящих потоков теплого воздуха. На форму образующихся ледяных кристаллов оказывают существенное влияние ряд важных параметров, таких как: влажность, температура, наличие аэрозольной составляющей играющей роль инициации центров формирования кристаллов, скорость восходящих потоков, влияющая на динамику роста кристаллов, распределение по размерам жидкой фазы в облаке. Энергия турбулентного и ламинарного движения облачных масс также участвует в процессе формообразования кристаллических частиц облаков. В результате этих взаимодействий в кристаллических облаках часто наблюдаются оптические эффекты типа гало, на возникновение которых влияют как форма, так и ориентированность кристаллических частиц в облаке.



Рис. 1. Блок-схема поляризационного лидара ТГУ: 1 – Nd:YAG лазер, λ=532 нм, энергия импульса до 400 мДж, частота следования импульсов 10 Гц; 2 – призма Глана; 3 – коллиматор; 4 – узел трансформации состояния поляризации; 5 – зеркальный объектив Кассегрена,; 6 – диафрагма; 7 – линза; 8 – интерференционный фильтр; 9 – призма Волластона; 10 – фотоэлектронные умножители; 11 – аппаратура регистрации и отображения данных на основе компьютера; 12, 13 – электрооптические затворы.

Источником неточности в расчетах радиационного баланса является оптическая анизотропия кристаллических облаков, вызванная такой особенностью их микрофизики, как пространственная ориентация частиц. Подобная ориентация вызвана в первую очередь воздействием на несферические частицы облаков аэродинамических сил, возникающих при их падении в свободной атмосфере [1]. В настоящее время в большинстве работ посвященных решению задач светорассеяния кристаллическими частицами облаков, авторы ограничиваются предположением об их хаотической ориентации. Дело в том, что непосредственное экспериментальное определение ориентации кристаллов в облаках было затруднено отсутствием доступных инструментальных методов Метод лазерного поляризационного зондирования [2] является эффективным инструментом для определения ориентации частиц в облаках. Лидарные измерения матриц обратного рассеяния света (МОРС) позволяют оценить состояние ориентации ансамбля облачных частиц через соотношение элементов матриц, рассчитываемых из экспериментальных данных. Метод реализован на уникальном поляризационном лидаре Национального исследовательского Томского государственного университета, где в настоящее время ведутся работы по изучению оптических характеристик облаков верхнего яруса (OBЯ). На рисунке 1 приведена блок–схема этого лидара.

Лидар построен по моностатической схеме с разнесенными оптическими осями приемной и передающей антенн. Зондирование осуществляется в зенит. В качестве источника зондирующего излучения используется Nd:YAG лазер с рабочей длиной волны 532 нм, частой следования импульсов 10 Гц и энергией в импульсе до 400 мДж. Приемной антенной служит зеркальный объектив Кассегрена с диаметром главного зеркала 0,5 м и фокусным расстоянием 5 м. На пути рассеянного излучения расположена диафрагма, определяющая поле зрение, линза и интерференционный фильтр. Далее призма Волластона формирует два пучка с взаимно ортогональными поляризациями. В качестве фотодетекторов используются два ФЭУ фирмы Нататаtsu, система регистрации – счетчик одноэлектронных импульсов. Перед ФЭУ установлены электрооптические затворы, с помощью которых производиться подавление помехи обратного рассеяния из ближней зоны лидара. Система сбора, обработки и отображения информации расположена на компьютере. Управление лидаром осуществляется в полуавтоматическом режиме оператором.



Рис. 2. Вертикальные профили интенсивности обратно рассеянного излучения, зарегистрированные 12 января 2012 г.; местное время 12:37–12:44.

Отличительной особенностью поляризационного лидара ТГУ является наличие в нем идентичных узлов трансформации состояния поляризации рассеянного и лазерного излучения, что делает возможным измерение МОРС. Для автоматизации измерения в каналах передатчика и приемника на роторы шаговых двигателей насажены диски 4 с четырьмя отверстиями, в которые закрепляются соответствующие оптические элементы. Это позволяет формировать на выходе передающего канала излучение с четырьмя поляризациями: три линейных, характеризующихся нормированными векторами Стокса $\mathbf{S}_1 = (1 \ 1 \ 0 \ 0)^T$, $\mathbf{S}_2 = (1 \ -1 \ 0 \ 0)^T$, $\mathbf{S}_3 = (1 \ 0 \ -1 \ 0)^T$ и одну циркулярную – $\mathbf{S}_4 = (1 \ 0 \ 0 \ 1)^T$. В приёмный канал в определённой последовательности вводятся элементы, которые можно описать четырьмя

приборными векторами (матрица-строка), подобными вектору-параметру Стокса

$$\vec{G}_{1} = \frac{1}{2} \begin{pmatrix} 1 & 1 & 0 & 0 \end{pmatrix}^{T}, \quad \vec{G}_{2} = \frac{1}{2} \begin{pmatrix} 1 & -1 & 0 & 0 \end{pmatrix}^{T},$$
$$\vec{G}_{3} = \frac{1}{2} \begin{pmatrix} 1 & 0 & -1 & 0 \end{pmatrix}^{T}, \quad \vec{G}_{4} = \frac{1}{2} \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 & -1 \end{pmatrix}^{T}.$$

Под приборным вектором подразумевается первая срока матрицы, являющаяся произведением матриц Мюллера оптического элемента для вращения фазы (фазовой пластинки) и призмы Волластона. Процедура измерений МОРС заключается в следующем: при определенном состоянии поляризации лазерного излучения, например $\mathbf{S}_1 = (1 \ 1 \ 0 \ 0)^T$, происходит полный оборот диска поляризационной приставки приемного канала и реализуются все четыре пары приборных векторов. Затем поворотом диска поляризационной приставки лазера устанавливается следующая поляризация лазерного излучения и снова производится полный оборот диска приставки приемника. После реализации всех четырёх состояний поляризации лазерного излучения весь цикл повторяется. Таким образом получается система из 16 уравнений, решением которой является МОРС размерностью 4×4 элемента.



Рис. 3. Высотные профили интенсивности обратно рассеянного излучения, полученные 25 декабря 2012 г. при зондировании атмосферы: а) с не работающим и б) работающим затвором.

На рисунке 2 приведен пример высотных профилей интенсивности обратного рассеяния излучения полученных 12.01.2012 г. (с 12:37 до 12:44 по местному времени). Продолжительность серии составляет ~14 мин, что соответствует накоплению по 500 импульсам лазера. По оси x обозначена высота в километрах, по оси y – суммарное количество одноэлектронных импульсов, приходящих с соответствующей высоты и накопленных системой регистрации. Справа приведено пояснение к каждому профилю: S_i – состояние поляризации зондирующего излучения, характеризующееся нормированным вектором Стокса, G_i – приборный вектор приёмной системы лидара, характеризующий совокупное действие поляризационных приборов в приёмном канале. На высотах 9–10 км наблюдается всплеск интенсивности сигнала, обусловленный наличием двух облачных слоёв.

Ниже представлена МОРС, рассчитанная для зарегистрированного 12.01.2012 г. слоя

$$M_{\pi}(9.9\text{KM}) = \begin{pmatrix} 1 & 0,02 & 0,02 & -0,03\\ 0,02 & 0,96 & -0,05 & -0,04\\ -0,02 & 0,11 & -0,92 & 0,03\\ -0,03 & 0,05 & 0,13 & -0,96 \end{pmatrix}$$

Матрица имеет диагональный вид, с элементами главной диагонали по модулю близкими к значению 1, а не диагональные элементы в пределах погрешности измерений близки к 0. Степень поляризации в слое была 0,99. Параметром, характеризующим полярную ориентацию, является элемент m_{44} нормированной МОРС независимо от наличия или отсутствия азимутальной ориентации [2]. Общая тенденция состоит в том, что по мере группирования больших диаметров частиц возле плоскости перпендикулярной направлению зондирования m_{44} принимает все большие отрицательные значения, стремясь к асимптотическому значению –1.

Для определения усреднённого профиля интенсивности обратно рассеянного излучения необходимо посылать в атмосферу десятки зондирующих импульсов каждой из четырёх поляризаций. Из общих соображений ясно, что для уменьшения времени проведения одного цикла измерений, при заданных параметрах приёмной оптической системы лидара, надо увеличить энергию импульса и частоту посылок зондирующих импульсов излучения. Однако реализовать на практике энергетический потенциал лидара не всегда удаётся, поскольку помеха обратного рассеяния из ближней зоны ослепляет ФЭУ и погрешность оценки величины лидарного сигнала существенно увеличивается. Поэтому в наших экспериментах по диагностике облаков верхнего яруса для обеспечения линейности режима работы высокочувствительных ФЭУ (счёт фотонов), при высокой энергии зондирующих импульсов, используется электрооптический затвор (ЭОЗ), принцип работы которого основан на эффекте Поккельса. Применение электрооптического затвора позволяет эффективно подавить помеху от ближней зоны и увеличить энергию излучения лидара. На рисунке 3 изображены высотные профили интенсивности обратно рассеянного излучения, полученные при зондировании атмосферы с неработающим (U_{3атвора}=0) и работающим (U_{затвора}=3,9 кВ) затвором, в светлое и темное время суток. Зондирование с отключенным и работающим затвором проводились при одинаковом накоплении по 500 импульсов лазера и энергии излучения 294 мДж днем и 124 мДж ночью. Во время зондирования на высотах до 100 м наблюдалось выпадение кристалликов льда, вызывающих мощную помеху обратного рассеяния. Применение ЭОЗ позволило снизить сигнал обратного рассеяния от этого слоя в 4,8 раза при дневном зондировании и 6,8 раз при ночном зондировании.

Как видно из рисунка, использование электрооптического затвора позволяет подавить сигнал от ближней зоны лидара примерно в 12 раз. Это позволяет увеличить мощность излучения лазера и за счет этого появляется возможность проводить зондирование верхних слоев атмосферы даже в дневное время суток, при высоком уровне пассивных помех.

Работа выполнена при поддержке Минобрнауки РФ (ГК №14.518.11.7053 и №14.515.11.0032, соглашение № 14.В37.21.0612) и РФФИ (грант №11–05–01200а).

Литература

 Кауль Б.В., Самохвалов И.В. Ориентация частиц кристаллических облаков Сі: Ч.1. Ориентация при падении // Оптика атмосферы и океана. – 2005. Т.18. – №11. С.963– 967.

- Kaul B.V., Samokhvalov I.V., Volkov S.N. Investigating of particle orientation in cirrus clouds by measuring backscattering phase matrices with lidar // Appl. Opt. – 2004. – V.43. – №36. P.6620–6628.
- Самохвалов И.В., Стыкон А.П., Кауль Б.В., Шелефонтюк Д.И. Автоматизация измерений матриц обратного рассеяния облаков верхнего яруса на высотном лидаре ТГУ // XVI Международный симпозиум "Оптика атмосферы и океана. Физика атмосферы". Томск, 2009. С. 394–396.
- Самохвалов И.В., Кауль Б.В., Насонов С.В., Животенюк И.В., Брюханов И.Д. Матрица обратного рассеяния света зеркально отражающих слоёв облаков верхнего яруса, образованных преимущественно ориентированными кристаллическими частицами в горизонтальной плоскости. // Оптика атмосферы и океана. 2011. Т.25. №5. С. 403–411.

Detection of crystalline particles in the atmosphere by the method of polarization laser sensing

Samokhvalov I.V.

National Research Tomsk State University, Russia

The method of laser polarization sensing of the atmosphere is described. It is based on the experimental determination of altitude profiles of backscattering phase matrix (BSPM).

The methodology of measurements and characteristics of the unique polarisation lidar of Tomsk State University are summarizes. As an illustration of the possibilities of polarization lidar for monitoring of aerosol anisotropic media, the results of BSPM experimental studies of cirrus with "mirror" reflection of light are presented.

To assess the conditions for cloud formation with anomalous backscattering in the atmosphere, data on meteorological parameters of the atmosphere at the corresponding altitudes near the observation site are presented.

This work was supported by the Ministry of Education and Science of the Russian Federation under the Target Federal Program "Research and Developments of High-Priority Directions of Scientific-Technical Complex of Russia for 2007-2013" (State Contracts N14.518.11.7053 and N14.515.11.0032) and the Russian Foundation for Basic Research (N11-05-01200a).

Геомагнитно-индуцированные токи в электрических сетях Камчатки

Сероветников А.С.^{1,2}, Сивоконь В.П.^{1,2}

¹Институт космофизических исследований и распространения радиоволн ДВО РАН,

Россия

 $^2 {\rm Kam}$ чатский государственный университет имени Витуса Беринга, Россия

Электроэнергетические системы являются одной из критически важных структур техногенного комплекса страны. Сложность самой системы и происходящей в ней процессов приводит к тому, что риски аварий в ней являются многофакторными. Одним из таких факторов является природное явление обусловленное солнечно-земными связями, а именно геомагнитно-индуцированные токи (ГИТ). Для оценки их влияния на электрические сети в мировой практике, как правило, используется подход основанный на измерении ГИТ в нейтральном проводе. Так поступают, к примеру в Финляндии [1] и у нас на Кольском полуострове [2]. Для оценки влияния ГИТ на другие техногенные системы, газо и нефтепроводы, используется вычисление ГИТ на основе данных магнитометрических станций и специальных технологий [3]. В предыдущей публикации [4] авторами предложен способ оценки влияния ГИТ на электрические сети путём оценки вариаций высших гармоник промышленного тока. На примере локальных электрических сетей Камчатки в предшествующей публикации [4] показана связь между вариациями магнитного поля Земли и величиной гармоник сети. В 2011 году база наблюдений расширена, что позволило получить в 2011-2012 годах новые результаты, предлагаемые в настоящей статье.

Степень влияния геомагнитно-индуцированных токов на электрические сети зависит от их величины и степени восприимчивости техногенной системы к ГИТ. Величина ГИТ определяется уровнем возмущения магнитного поля Земли, скоростью его изменения и свойствами подстилающей поверхности в месте расположения системы [5,6]. Параметры влияющие на степень восприимчивости системы можно разделить на две составляющие: топологическую и технологическую. Под топологической составляющей следует понимать конфигурацию и протяжённость электрических сетей, их ориентацию относительно силовых линий магнитного поля Земли. Под технологической составляющей подразумеваются технические особенности сети, которые способны увеличить восприимчивость к ГИТ. К ним следует отнести собственный уровень высших гармоник сети [4] и схемные решения нивелирующие, либо усиливающие негативное проявление ГИТ [7]. Структурировав таким образом механизмы реализации ГИТ, проведём анализ данных, полученных в ходе наблюдений.

С 2011 года измерения гармоник сети проводятся в трёх пунктах наблюдения Петропавловск-Камчатский, Паратунка и Усть-Большерецк, рисунок 1. Сведениями о состоянии магнитного поля Земли обеспечивает обсерватория Института космофизических исследований и распространения радиоволн ДВО РАН, который располагается в посёлке Паратунка. Подача электроэнергии в пункты наблюдения осуществляется с использованием воздушных линий. Из рисунка видно, что линии имеют различную протяжённость и топологию, но по сути являются радиально-магистральными.

Запись уровня гармоник в пунктах наблюдения ведётся по технологии описанной в [4] непрерывно. Выборка данных производится для дней, когда уровень возмущённости поля в единицах планетарного магнитного индекса составляет 9 и выше. Для сопоставления используется вертикальная компонента магнитного поля Земли, поскольку именно она формирует горизонтальную составляющую электрического поля, ответственную за наведение геомагнитно-индуцированного тока в линейных проводах электропередач. Связь уровня гармоник сети с её вертикальной компонентой магнитного поля Земли оценивается, в том числе, с использованием функции корреляции.



Рис. 1

Результаты сопоставления уровня гармоник и вариаций вертикальной составляющей магнитного поля в 2011-2012 годах показаны на рисунке 2. Из рисунка видно, что абсолютное изменение магнитного поля хорошо коррелирует с уровнем гармоник сети в Петропавловске-Камчатском, Паратунке и хуже в Усть-Большерецке. Если обратиться к рисунку 1, то можно увидеть, что протяжённость линии до Усть-Большерецка значительно больше всех остальных, ориентирована она с северо-востока на юго-запад, в первом приближении в меридиональном направлении и, следовательно, наводимый в ней геомагнитно-индуцированный ток должен быть выше. Но если проанализировать ситуационную схему, рисунок 1, то можно обнаружить, что линия Петропавловск-Камчатский - Рыбачий образует контур, который условно можно считать рамкой, у которой линейные размеры несоизмеримо малы по сравнению с длиной волны геомагнитно-индуцированных токов, рисунок 3. Такими же малыми размерами по сравнению с длиной волны обладает и линия Петропавловск-Камчатский-Усть-Большерецк, но она является линейным проводником. Взаимодействие линейного проводника и рамки с электромагнитным полем существенно отличаются, рисунок 4. В первом ток обусловлен вариациями электрического поля, а во втором магнитного.



Рис. 2

Величина тока проводимости в линейном проводнике с удельной проводимостью σ , порождаемого электрическим полем \vec{E} , равна

$$\overrightarrow{J} = \sigma \overrightarrow{E}$$



Рис. 3



Рис. 4



Рис. 5



Рис. 6



Рис. 7



Рис. 8

Изменение электрического поля \vec{E} в соответствии с законом электромагнитной индукции связано с вариациями магнитной индукции \vec{B}

$$rot\overrightarrow{E} = -\frac{d\overrightarrow{B}}{dt}.$$

Следовательно, для линейного проводника величина геомагнитно-индуцированного тока зависит от его ориентации относительно силовых линий электрического поля и скорости вариаций магнитного поля. Для рамки, в соответствии с законом полного тока изменение магнитного поля приводит к формированию в контуре тока с плотностью

$$\overrightarrow{J} = rot \overrightarrow{H}$$

где \overrightarrow{H} -вектор напряжённости магнитного поля. Если вместо вектора магнитного поля \overrightarrow{H} использовать вектор магнитной индукции \overrightarrow{B} , то

$$\overrightarrow{J} = \mu_0 rot \overrightarrow{B}$$

где μ_0 -магнитная постоянная. Следовательо, для линии Усть-Большерецк можно ожидать большей степени корелированности уровня гармоник не с абсолютными вариациями магнитного поля Земли, а с производной от неё. Результаты сопоставления уровня гармоник сети с производной от вариаций магнитного поля Земли показано, на рисунке 5. Из рисунка видно, что корреляция процессов в большей степени проявляется для линии Усть-Большерецк и в меньшей степени, линий Петропавловск-Камчатский и Паратунка. Нельзя не обратить внимания ещё на одну существенную особенность линии электропередачи Петропавловск-Камчатский-Рыбачий: она проходит в непосредственной близости от береговых очертаний Авачинского залива, рисунок 1. Проводимость морской воды значительно выше суши и этот фактор нельзя не учитывать, поскольку в работах [8,9] показано, что существенную роль в величине ГИТ играют свойства подстилающей поверхности. В частности, вследствие существования скин-эффекта связь между электрической и магнитной составляющей поля может быть записано, как [8]

$$E_y = -\sqrt{\frac{\omega}{\mu_0 \sigma}} e^{j\frac{\pi}{4}} B_z$$

где *Е*_{*y*}-горизонтальная составляющая электрического поля;

 B_x -вертикальная компонента магнитного поля;

 ω – круговая частота.

Из анализа этого выражения следует, что увеличение проводимости подстилающей поверхности уменьшает величину горизонтальной составляю-щей поля, при неизменной величине вертикальной компоненты магнитного поля, что для линии Петропавловск-Камчатский Рыбачий означает уменьшение влияния горизонтальной составляющей электрического поля.

Таким образом, для различных участков электрической сети Камчатки имеющих отличную топологию, генезис геомагнитно-индуцированных токов носит значительно отличающийся и комплексный характер, что в частности подтверждает правильность выбранного нами структурирования задачи определения степени восприимчивости отдельных элементов энергосистемы.

При рассмотрении технологической сотавляющей рисков проявления ГИТ следует особо выделить фактор высших гармоник промышленного тока. Известно, что именно рост высших гармоник при увеличении ГИТ явился причиной катастрофы в Квебеке [10]. Интересно отметить, что задолго до событий в Канаде возможный механизм проблем с ГИТ был смоделирован для штатов Миннесота и Висконсин, США [11]. В этой работе показано, что протекании ГИТ вызовет значительный рост высших гармоник, но рассматриваются они как возможный источник проблем при разного рода оперативных переключениях и недопустимо больших токов в фильтрах гармоник.

Уровень высших гармоник определяется нелинейными свойствами нагрузки [12] и режимом работы трансформаторов [7]. Если выбрать данные по максимальным значениям уровня гармоник сети в ранее приводимые дни наблюдений, то результат будет выглядеть, как показано на рисунке 6. Из рисунка видно, что в Петропавловске-Камчатском и Паратунке величина высших гармоник в магнитоактивные дни превышает предельно допустимый уровень определяемый ГОСТ 13109-97 и только в Усть-Большерецке соответствует его требованиям. Максимальное значение параметра не в полной мере оценивает его изменчивость, поэтому была произведена оценка вариаций среднестатистического отклонения уровня гармоник в магнитоактивные дни. Результат показан на рисунке 7, из которого можно сделать вывод о том, что более динамичные процессы обусловленные ГИТ наблюдаются в Петропавловске-Камчатском и Усть-Большерецке.

Рассматривая вопрос о роли гармоник в проявлении ГИТ следует обратить внимание на возможность их миграций внутри сети. Так в работе [13] показано, что распространение высших гармоник тока вдоль линии электропередачи зависит от их порядка, в том числе и от образуемой ими последовательности. Кроме того в работе обращается внимание на то обстоятельство, что распространение высших гармоник сопряжено с возможностью резонансных явлений в сетях. Вероятность их появления зависит от параметров схемы сети, расположения самих источников в её узлах и порядка генерируемых ими гармоник.

Ранее [4] при рассмотрении возможных мер снижения риска проявления ГИТ предлагалось снизить уровень гармоник, в том числе за счёт снижения нагрузки трансформаторов [14]. За прошедшее с момента публикации [4] время появились иные предложения по снижению рисков проявления ГИТ. Так известная своими разработками в этой области компания Metatech, США [15] предлагает за счёт существенной разницы частот промышленного тока и ГИТ реализовать блокировочные схемы с использованием конденсаторов и активных сопротивлений, рисунок 8.

В заключение можно отметить, что в отличие от применяемых в зарубежных программах способов оценки ГИТ, в предлагаемом подходе мониторинг вариаций критических параметров проводится в самой электрической системе, а не по результатам оценки гелиогеофизической обстановки. При отсутствии элементов прогнозирования космической погоды, таких как американская система Solar Dynamic Observatory, используемый подход является достаточно эффективным. Применительно к исследуемой локальной электрической сети Камчатки, из вышеприведённого анализа экспериментальных данных следует, что в случае развития сильной магнитной бури, наиболее вероятным участком проявления ГИТ будет магистраль Петропавловск-Камчатский - Рыбачий.

Литература

- 1. Pulkkinen A., A. Viljanen, R. Pirjola and BEAR Working Group, Large
- 2. Geomagnetically Induced Currents in the Finnish High-Voltage Power System, Finnish Meteorological Institute, Reports, 2000:2, 2000.
- 3. http://eurisgic.org/measuring
- 4. Boteler D.H., R. Pirjola, L. Trichtchenko On calculating the electric and magnetic fields produced in technological systems at the Earth's surface by a "wide" electrojet Journal of Atmospheric and Solar-Terrestrial Physics 62 (2000) 1311-1315.
- 5. Сивоконь В.П., Сероветников А.С., Писарев А.В. Высшие гармоники как индикатор геомагнитно-индуцированных токов. //Электро.– 2011– №3.– С.30-34
- 6. Lahtinen M., R. Pirjola: Currents produced in earthed conductor networks by geomagneticallyinduced electric fields. Annales Geophysicae, no 4, p479-484,1995.
- Viljanen, A., Nevanlinna, H., Pajunp¨a¨a, K., and Pulkkinen, A.: Time derivative of the horizontal geomagnetic field as an activity indicator, Annales Geophysicae, no 19, p1107–1118, 2001.
- 8. Карташев И.И, Нгуен Динь Дык. Влияние характеристик намагничивания трансформатора на спектр генерируемых им высших гармоник // Вестник МЭИ.– 2007.– №1.– С. 56-63.
- 9. Pirjola R. Electromagnetic induction in the earth by a plane wave or by fields of line currents harmonic in time and space. Geophysica, Vol.18, Nos.1-2, pp.1-161.
- 10. Pirjola R., A. Viljanen Complex image method for calculating electric and magnetic fields produced by an auroral electrojet of finite length. Ann. Geophysicae 16, 1434-1444,1998.
- 11. Kappenman, J.G. Geomagnetic Storms and Their Impact on Power Systems, IEEE Power Eng. Rev., 5, 1996.
- Mohan N., Kappenman, J.G., V.D. Albertson Harmonics and switching transients in the presence of geomagnetically induced currents, IEEE transaction on power apparatus and systems, 2, 1981.
- Климов В.П., Москалев А.Д. Проблемы высших гармоник в современных системах электропитания // Практическая силовая электроника. Науч.-техн.сб./Под ред. Малышкова Г.М., Лукина А.В.- М.: АОЗТ "ММП-Ирбис 2002. Вып 5.
- 14. Н. Динь Дык Разработка методики исследования распространения высших гармоник в электроэнергетических системах. Диссертация на соискание учёной степени кандидата технических наук, МЭИ,2008.
- Kappenman J. G., S. R. Norr, G. A. Sweezy, D. L. Carlson, V. D. Albertson, J. E. Harder, B. L. Damsky, "GIC Mitigation: A Neutral Blocing/ Bypass Device to Prevent the Flow of GIC in Power Systems", IEEE PES Special Publication 90TH0357-4-PWR, Special Panel Session July 17, 1990, pages 45-52.
- Kappenman J. G. Low-Frequency Protection Concepts for the Electric Power Grid: Geomagnetically Induced Current (GIC) and E3 HEMP Mitigation. Metatech Corporation, 2010.

Research of geomagnetically induced currents in Kamchatka powergrid

Serovetnikov A.S., Sivokon V.P.

Institute of Cosmophysical Researches and Radio Wave Propagation FEB RAS, Russia

Geomagnetically induced currents (GIC) are serious thread for normal functioning of technogenic systems with long conductor elements. Due to some electric peculiarities of our region, such as centralized generation of electric power by regional center and allocation of geothermal power plants far from consumers, the basic element of power transmission system is power lines. On the background of the occurred failures in Norway, USA and Canada, which were caused by GIC, this phenomenon needs to be investigated to estimate its risk and to search the ways to prevent it.

In practice, investigation of GIC in technogenic systems is associated with some difficulties of application of expensive equipment and of the necessity to interact closely with electric servicing companies. Theoretical modeling requires complicated calculations and full data about the structure of system and environment. In 2010 we developed and approved the way of application of current harmonics in power grid as a GIC indicator.

Applying this approach we have carried out GIC monitoring on Petropavlovsk-Kamchatskiy -Paratunka power line and Petropavlovsk-Kamchatskiy - Ust-Bolsheretsk power line. This work has shown interrelation between harmonics and geomagnetic activity. It has been established, that for Kamchatka power grid sections with different topology, GIC genesis has significantly various pattern.

Нелинейные явления в вистлерах

Сивоконь В.П., Санников Д.В., Чернева Н.В., Дружин Г.И.

Институт космофизических исследований и распространения радиоволн ДВО РАН, Россия

Россия

vsivokon@mail.ru, vilgusi@mail.ru, nina@ikir.ru, drug@ikir.ru

Наличие нелинейных эффектов в магнитосфере обнаружено достаточно давно [1,2]. При исследовании описанных в экспериментах явлений, использовались мощные наземные ОНЧ передатчики. Нелинейные эффекты при этом проявляются в виде модуляции амплитуды низкочастотного сигнала, разного рода природными процессами, такими как ионно-звуковые волны, движение резонансных частиц и т.д. То есть в качестве несущего колебания выступает искусственное электромагнитное излучение, а модулирующей функцией является природное явление. Возможен иной подход: в качестве несущего колебания используется природное явление, в данном случае вистлер, а модулирующим сигналом является искусственное электромагнитное излучение. В этом случае для определения параметров магнитосферной плазмы допустимо использование метода Фиджера [3], ранее применявшегося для исследования свойств ионосферы. В нём используются две электромагнитные волны, одна из которых является пробной, а вторая, возмущающая, создаёт область модифицированной плазмы. Варьируя время и длительность излучений можно получить различные варианты взаимодействия волн, и тем самым определить свойства плазмы в области взаимодействия. В предлагаемом подходе есть ряд преимуществ:

- Вистлер широко используется для исследований свойств магнитосферной плазмы, в том числе в ряде международных программ, таких как AWESOME, AWDANet.

- Теория взаимодействия электромагнитных излучений применительно к методу Фиджера хорошо проработана в работах [4-6].

- Нет необходимости в генерации пробных волн, таковыми выступают естественные явления – вистлеры.

Электромагнитное излучение способное сыграть роль возмущающей волны должно отвечать определённым требованиям Для однозначной идентификации в спектре вистлера, оно должно иметь частоту ниже максимальной частоты наблюдаемых вистлеров. Для Камчатки оптимальным диапазоном частот возмущающей волны является полоса 500-3000 Гц. В работе [2] показано, что для проявления модуляционных эффектов на силовой трубке L=2,5 (в нашем случае L=2,3) длительность излучения должна в несколько раз превышать 0,1 сек Напряжённость поля такого излучения должна превышать величину характерного "плазменного поля" в магнитосфере [4], которое по нашим оценкам проведённым на основе [6], должна составлять несколько μ В/м. Такими характеристиками обладают электромагнитные излучения, использующиеся в экспериментах по регулируемому сбросу энергичных частиц из радиационных поясов. Для их генерации используются нагревные стенды [7], спутниковые ОНЧ излучатели [8] и наземные ОНЧ передатчики [9].

Электромагнитное излучение в таких экспериментах может формироваться в виде немодулированных излучений длительность и частота которого соответствует названным выше требованиям[10]. Поскольку длительности вистлера и возмущающего импульса невелики, их взаимодействие, вероятнее всего, должно происходить по принципу взаимодействия коротких немодулированных импульсов [6]. В ряде работ показано, что траектория низкочастотного электромагнитного излучения в магнитосфере может проходить через несколько силовых оболочек и зависит от его частоты [8]. Следовательно, есть возможность взаимодействия вистлеров на силовой оболочке Камчатки с электромагнитным излучением формируемым при проведении экспериментов по регулируемому сбросу энергичных частиц из радиационных поясов. В июле 2011 года с целью проверки предлагаемого подхода был проведён анализ записей осуществлённых на ОНЧ регистраторе ИКИР ДВО РАН (http://ru.www.ikir.ru). Регистратор - это комплекс по сбору и хранению данных, поступающих с двух ортогонально расположенных магнитных антенн, сориентированных по сторонам света, и одной штыревой электрической. Таким образом накапливаются данные о вариациях трёх компонент естественного электромагнитного поля в волноводе земля - ионосфера: магнитных по направлениям восток-запад и север-юг, и вертикальной электрической.

Анализ в ряде случаев выявил нестандартную форму вистлеров. В качестве примера (рис. 1) показаны фрагменты спектрограмм записи 21 июля 2011 года. Под индексом) приводится вистлер зафиксированный в 00:02:50 UT и под индексом *b*)в 00:04:23 UT.



Рис. 1. Вариации формы вистлеров 21 июля 2011 года

Для исключения возможной нелинейности регистрирующей аппаратуры проверили частотное распределение этих линий. Оказалось, что линии не являются кратными по частоте и не могут быть гармониками, обусловленными нелинейностью приёмного тракта. Из спектра видно, рис.2, что одна из линий, собственно вистлер, значительно больше остальных, которые располагаются симметрично относительно неё на частотах кратных ≈1,1 кГц. Вероятнее всего, имеет место амплитудная модуляция вистлера гармониками немодулированного импульса. Из рисунка 1 видно, что модуляция продолжается не всё время существования вистлера. Если предположить, что вистлер и возмущающий импульс проходят через область магнитосферы одновременно, тогда длительность импульса равна времени от начала вистлера до момента окончания модуляции, т.е. около 1 секунды. Глубина модуляции:

$$M = \frac{2U_{\text{бок}}}{U_{\text{нес}}}$$

где $U_{\text{бок}}$ – амплитуда "боковой" частоты, $U_{\text{нес}}$ – амплитуда "несущей" частоты.

Глубину модуляции можно определить, исходя из параметров записи, измерив уровень "несущей" (вистлер) и " боковой" частот.

Результаты обработки записей показали, что глубина модуляции не превышает 20%. Если обратиться к результатам полученными в [6] для глубины модуляции, то

$$M = D_0 [1 - \exp(\delta \vartheta_{e0} t_1)] \exp\{-\delta \vartheta_{e0} (t_2 - t_{10} - t_1)\}$$

$$D_0 = \frac{e^2 E_1^2(0)}{6m\delta\vartheta_{e0}} \frac{\omega_2^2 - \vartheta_{e0}^2}{\omega_2^2 + \vartheta_{e0}^2} \left(\frac{d\vartheta_e}{dT_e}\right)_{T_{e0}}$$



Рис. 2. Нормированное распределение спектра

где e, m – заряд и масса электрона, δ – средняя доля энергии, теряемой электроном при одном соударении, ϑ_{e_0} – эффективная частота соударения электронов в отсутствии возмущающего импульса, t_1, t_{10} – время излучения и длительность возмущающего импульса, t_2 – время излучения зондирующего импульса, T_{e_0} – электронная температура в отсутствии возмущающего импульса, $E_1(0)$ – амплитуда возмущающего импульса, ω_2 – частота пробной волны, в нашем случае вистлера. Из рисунка 1 следует, что в области, где происходит взаимодействие вистлера и возмущающего импульса, $t_1 = t_2$, а длительность t_{10} можно получить из спектрограммы записи. Тогда

$$M = \frac{e^2 E_1^2(0)}{6m\delta\vartheta_{e0}} \frac{\omega_2^2 - \vartheta_{e0}^2}{\omega_2^2 + \vartheta_{e0}^2} \left(\frac{d\vartheta_e}{dT_e}\right)_{T_{e0}} \left[1 - \exp 2(\delta\vartheta_{e0}t_1)\right] \exp\{\delta\vartheta_{e0}t_{10}\}$$

При анализе записей, хорошо видна частотная зависимость (рис.2) и временные вариации (рис.3) глубины модуляции, которые определяются свойствами плазмы.



Рис. 3. Вариации глубины модуляции в наблюдениях 21 июля 2011 года.

Следовательно, исходя из анализа полученных значений и вариаций глубины модуляции можно определить параметры плазмы магнитосферы в области взаимодействия, вероятнее всего на вершине силовой трубки.

Доклад подготовлен в рамках проекта "Обнаружение изменений климатообразующих характеристик основе мониторинга вариаций геофизических полей" программы Президиума РАН №4, координатор академик Лаверов Н.П.

Литература

- Лихтер Я.И., Молчанов О.А., Чмырёв В.М. Модуляция спектра и амплитуда низкочастотного сигнала в магнитосферной плазме. //Письма в ЖЭТФ, Т. 14. С.475-479. 1971.
- Будько Н.И., Карпман В.И., Похотелов О.А. О нелинейных эффектах при распространении монохроматических ОНЧ волн (геликонов) в магнитосфере. //Письма в ЖЭТФ. Т. 14. С. 469-471. 1971.
- 3. *Fejer J.A.* The Absorption of Short Radio Waves in the Ionospheric D and E Regions, J. Atmos. Solar-Ter. Phys. 23,260 (1961).
- 4. Гинзбург В.Л., Гуревич А.В. Нелинейные явления в плазме, находящейся в переменном электромагнитном поле // Успехи физических наук. Т.LXX. Вып.2. 1960. С.201-246.
- Гинзбург В.Л., Гуревич А.В. Нелинейные явления в плазме, находящейся в переменном электромагнитном поле // Успехи физических наук. Т.LXX, Вып.3, 1960. С.393-428.
- 6. *Гуревич А.В., Шварцбург А.Б.* Нелинейная теория распространения радиоволн в ионосфере М.: Наука, 1973. 272 с.
- 7. Golkowski M., Inan U.S., Cohen M.B. Cross modulation of whistler mode and HF waves above the HAARP ionospheric heater. J.Geophys. Res. Lett, V. 36. L15103. 2009.
- 8. *Kulkarni P., Inan U.S., Bell T.F.* Energetic electron precipitation induced by spacebased VLF transmitters J. Geophys. Res.. V. 113.2008.
- Ковражкин Р.А., Могилевский М.Н., Боске Ж.М. и др. Письма в ЖЭТФ 38,332. 1983.
- Goikowski M., Inan U.S., Cohen M. B., Gibby A.R. Journal of geophysical research 115, 71 (2010).

Nonlinear phenomena in whistlers

Sivokon' V.P., Sannikov D.V., Cherneva N.V., Druzhin G.I.

Institute of Cosmophysical Researches and Radio Wave Propagation FEB RAS, Russia

In the result of experimental observations, carried out at "Paratunka" observatory (53.02N, 158.65E; L=2.3), synchronized with HAARP complex (62.30N, 145.30W; L=4.2), an atypical form of whistlers was determined. This form is likely to be determined by amplitude modulation of electromagnetic pulse of about 1 second long with the filling frequency of about 1.1 kHz, applied in the experiments on energetic particle controlled precipitation from the Earth radiation belts. An approach to estimate plasma parameter variations in the magnetosphere on the basis of the discovered effect was suggested.

Связь геоакустической эмиссии и естественного электромагнитного поля

Уваров В.Н.¹, Луценко В.И.², Исаев А.Ю.¹

¹ Институт космофизических исследований и распространения радиоволн ДВО РАН, Россия

 2 Институт радиофизики и электроники им. А. Я. Усикова НАН Украины, Украина uvarovvnng@yandex.ru, vladislavlutsenko@ire.kharkov.ua

Аннотация

Кратко изложены основы современных представлений о структуре поля напряженийдеформаций литосферы и сделаны практические выводы о проявлении этого поля в виде акусто-электромагнитной эмиссии. Отмечено, что использование квадрупольной магнитной антенны позволяет проводить картирование и мониторинг распределения полей напряжения в земной коре.

Литосфера - хрупко-пластичная крайне неоднородная среда как по минерально-петрографическому составу, так и по механическим и электрофизическим свойствам. Одно из основных свойств литосферы - наличие поля напряжений и деформаций горной породы, вызванного влиянием тектонических сил, обусловленных действием мантийной конвекции.

При распространении поля напряжения вдоль поверхности происходит его релаксация как при изменения структуры породы (растрескивание, размалывание в постоянно действующих плоскостях смещения, разломах), так и при относительном перемещении блоков породы при горизонтальном и вертикальном относительных смещениях, приводящих к фрагментации и формированию различных геологических структур и ландшафтообразованию. При этом в значительной степени энергия упругого напряжения переходит в тепловую энергию. По одной из современных гипотез вулканогенеза образование магматических очагов связано с преобразованием энергии упругих тектонических напряжений в тепло.

Поскольку основными формообразующими силами твердого тела, частный случай которого - горная порода, являются силы электромагнитного взаимодействия, всякое изменение формы и структуры отдельных фрагментов сопровождается как акустическими, так и электромагнитными возмущениями среды. Это акустическое и электромагнитное излучение является акусто-электромагнитной эмиссией литосферы, индуцированной деформационными процессами земной коры.

На микроскопическом уровне процесс диссипации происходит главным образом путем локальных дислокационных смещений, сопровождающихся акустической и электромагнитной эмиссией. Как акустическая, так и электромагнитная эмиссия имеют импульсный характер, связанный с отдельными актами дислокации. Процесс отдельных дислокационных событий имеет лавинообразный характер. Каждое событие имеет несколько основных фаз, из которых наиболее заметными являются длительный процесс накопления напряжений до порогового уровня и следующий за ним лавинообразный процесс диссипации напряжений, возникающий при достижении напряжением порогового уровня. В силу высокой пространственной неоднородности как породы, так и ее механических параметров (в частности, порогов сдвиговой деформации), каждое такое релаксационно-сдвиговое событие носит индивидуальный характер. Размеры и частота этих событий подчинены степенному закону Гуттенберга-Рихтера. Редкие и мощные крупномасштабные события известны как землетрясения. Постоянно происходящие на микроскопическом масштабе события известны как крип (ползучесть) и результаты этих процессов хорошо проявляются в таких геологических формах как складки и будинаж.

Из приведенного следует, что плотность интенсивности этого излучение $J = \Phi(D)$ является неубывающей функцией плотности мощности диссипации напряжений литосферы Φ (т.е. $\partial \Phi/\partial D > 0$). В свою очередь, плотность мощности диссипации напряжений должна быть прямо пропорциональна плотности потока напряжений $D \sim \sigma$. Исходя из достаточно общих соображений можно показать [1], что эта величина на несколько порядков меньше плотности мощности мощности зевою очередь, означает, что при представлении J(D)в виде разложения по степеням напряжений $J = \sum \phi_k \cdot D$ в этом

разложении доминирующим оказывается первый член и потому можно ограничиться выражением $J \approx \phi \cdot \sigma$. Здесь ϕ является коэффициентом преобразования потока напряжений в интенсивность акусто-электромагнитного излучения и является функцией параметров породы. Иными словами, при существующих потоках напряжения интенсивность акустоэлектромагнитной эмиссии пропорциональна величине плотности потока напряжения литосферы и отражает свойства породы.

Из приведенных выше соображений следует ряд интересных практических выводов.

- 1. Интенсивность акусто-электромагнитного излучения пропорциональна плотности потока напряжений геологической среды.
- 2. Флуктуации плотности потока энергии-импульса в геологической среде проявляются во флуктуациях интенсивности акусто-электромагнитной эмиссии литосферы.
- 3. Уровень акусто-электромагнитной эмиссии может служить индикатором напряженнодеформированного состояния литосферы.
- Акусто-электромагнитная эмиссия литосферы является носителем информации, как о геологической структуре, так и напряженно-деформированном состоянии литосферы.

Поэтому акусто-электромагнитная эмиссия литосферы может использоваться как для мониторинга напряженно-деформированного состояния литосферы при проведении режимных наблюдений из постоянно действующих пунктов наблюдения, так и для разведки полезных ископаемых при проведении площадной съемки.

Акусто-электромагнитное проявление деформации достаточно хорошо исследовано в лабораторных экспериментах [2,3]. К настоящему времени наблюдается тенденция использования этих явлений в материаловедении [4,5]. Проведены многочисленные и достаточно убедительные исследования геоакустической эмиссии [6]. Имеется достаточно большое число публикаций, посвященных исследованию электромагнитного излучения литосферы в периоды землетрясений, разработана технология мониторинга горных ударов в рудниках и шахтах на основе регистрации электромагнитного излучения литосферного происхождения [7-12].

Однако использование наземной регистрации электромагнитного излучения литосферы в настоящее время остается проблемной задачей из-за высокого уровня излучения атмосферно-магнитосферного происхождения, значительно превосходящего излучение литосферы, и отсутствия руководящих признаков, позволяющих выделить сигналы литосферного происхождения из мощного фона излучения атмосферно-магнитосферного происхождения.

Акустическое излучение литосферы практически невозможно зарегистрировать в атмосфере из-за малого коэффициента пропускания границы литосфера-атмосфера (около

одной стотысячной, т.е. 10⁻⁵). Это обстоятельство приводит к необходимости использования акустической иммерсии – создания промежуточной хорошо проводящей среды между горной породой в естественном залегании и акустическим приемником. На практике – это гидрофон, помещенный в пластиковый мешок с водой в яме. Такой способ регистрации геоакустической эмиссии вполне приемлем при режимных измерениях, но неприемлем для геофизической разведки из-за невозможности проведения площадных оперативных измерений.

Все это указывает на необходимость использования электромагнитной компоненты акусто-электромагнитной эмиссии для диагностики литосферы. Особенно это актуально в случае площадных геофизических исследованиях территории.

Проблема разработки способов и средств выделения ЭМИ литосферного происхождения остается одной из наиболее важных в его изучении.

Следует отметить, что проводимость коры на много порядков выше проводимости атмосферы. Оценки угла полного внутреннего отражения для излучения литосферного происхождения в диапазоне часто 1 ÷ 10 кГц дают величину близкую к 80°, а толщину скин-слоя, ответственного за литосферное излучение в атмосфере, в диапазоне - 10÷100 м. Ожидаемая радиокарта распределения литосферных источников излучения будет иметь пятенную структуру, согласованную с проекцией распределения напряжений близповерхностных слоев коры на горизонтальную плоскость.

Наиболее удачным представляется способ, изложенный в [13, 14]. В нем предлагается определять местоположение близко расположенного источника по результатам измерения плотности мощности и вектора его градиента для вертикальной компоненты магнитной составляющей поля. Направление градиента дает направление на источник излучения

$$\alpha = \operatorname{arctg}\left\{\frac{\partial H}{\partial x} \middle/ \frac{\partial H}{\partial y}\right\} = \operatorname{arctg}\left(\frac{H\left(r_{2}\right) - H\left(r_{0}\right)}{H\left(r_{1}\right) - H\left(r_{0}\right)} \cdot \frac{r_{1} - r_{0}}{r_{2} - r_{0}}\right),$$

а из отношения модуля градиента к величине поля определяется расстояние до источника

$$r = \frac{H(r_0) \cdot n}{\frac{\sqrt{(H(r_1) - H(r_0))^2 + (H(r_2) - H(r_0))^2}}{\sqrt{(r_1 - r_0)^2 + (r_2 - r_0)^2}}}$$

Здесь Н - вертикальная компонента магнитной составляющей поля,

 r_1, r_2, r_0 — положения центров двух взаимно перпендикулярных квадрупольных антенн, имеющих общую антенную рамку с центром в точке r_0 ,

п – величина, определяемая из калибровочного эксперимента.

Этот способ дает возможность проводить картирование и мониторинг распределения полей напряжения в земной коре с помощью дистанционных измерений.

Литература

- 1. Уваров В.Н. Электромагнитное проявление литосферы в СНЧ-ОНЧ диапазоне // Геофизический журнал. 2012. №6. Т. 34. С. 133-146.
- 2. Hadjicontis V., Mavromatou C., Antsygina T.N., Chishko K.A. Mechanism of electromagnetic emission in plastically deformed ionic crystals // Phys.Rev.B. 2007. V. 76. №2.
- Hadjicontis V., Mavromatou C., Mastrogiannis D., Antsygina T.N., Chishko K.A. Relationship between electromagnetic and acoustic emissions during plastic deformation of gammairradiated LiF monocrystals// J. Appl. Phys. – 2011. – 110. №2.
- Sedlak P., Sikula J., Lokajicek T., Mory Y. Acoustic and electromagnetic emission as a tool for crack localization // Meas.Sci.Technol. – 2008. – 19.

- 5. Yasuhiko Mori, Yoshihiko Obata, Josef Sikula Acoustic and electromagnetic emission from crack created in rock sample under deformation // J.Acoustic.Emission. 2008. 27. P. 157-166.
- 6. *Марапулец Ю.В., Шевцов Б.М.* Мезомасштабная акустическая эмиссия // Владивосток, Дальнаука, 2012, 126 с. ISBN 978-8044-1304-1
- 7. *Соболев Г.А., Демин В.М.* Механоэлектрические явления в Земле. М:Наука. 1980. 216 с.
- 8. Hayakawa M., Fujinawa Y. Electromagnetic phenomena related to earthquake prediction,
 Tokyo: Terra Scientific. 1994 622 p.
- 9. Hayakawa Atmospheric and Ionospheric electromagnetic phenomena associated with Earthquakes, M., Terra Scientific Publishing Company, Tokyo. – 1999. – 500 p.
- 10. *Hayakawa M., Molchanov O.* Seismo Electromagnetics: Litosphere-Atmosphere-Ionosphere Coupling, Tokyo, Terrapub. 2002. 1000 p.
- 11. Электромагнитные предвестники землетрясений. Под ред. Садовского М.А. М: Наука. – 1982. – 220 с.
- 12. *Яковицкая Г.Е.* Методы и технические средства диагностики критических состояний горных пород на основе электромагнитной эмиссии. Новосибирск, 2008, —305с
- 13. Уваров В.Н., Дружин Г.И., Пухов В.М., Санников Д.В. Способ пассивной локации близко расположенных источников электромагнитного излучения на фоне мощных излучений удаленных источников", патент Российской федерации №2473101 от 20.01.2013 г.
- 14. Уваров В.Н., Дружин Г.И., Санников Д.В. Электромагнитное излучение литосферного происхождения. Метод обнаружения и первые результаты. Приборы и техника эксперимента. 2010. №6. С. 131-137.

Relation of geoacoustic emission and natural electromagnetic field

Uvarov V.N.¹, Isaev A.Yu.¹, Lutsenko V.I.²

¹ Institute of Cosmophysical Researches and Radio Wave Propagation FEB RAS, Russia ² Usikov Institute of Radiophysics and Electronics of Natonal Academy of Science of Ukraine, Ukraine

Briefly lays out the basics of modern ideas about the structure of the field of stressdeformations of the lithosphere and practical conclusions are made about the manifestations of this field in the form of acoustics-electromagnetic emissions. Noted that the use of the quadrupole magnetic antenna allows the mapping and monitoring of the distribution of the fields of tension in the earth's crust.

Исследование воздействия пароводяной смеси на геосреду при свободном истечении в атмосферу (Мутновское месторождение парогидротерм, Камчатка)

ФИРСТОВ П.П.^{1,2}, ЧЕРНЕВ И.И.³, МАКАРОВ Е.О.², ЧЕРНЕВА Н.В.¹ ¹Институт космофизических исследований и распространения радиоволн ДВО РАН, Россия ²Камчатский филиал геофизической службы РАН, Россия ³ООО "Геотерм", Россия

Основным требованием к методам измерения расходных параметров скважин на стадии пробного выпуска является простота практической реализации. По данным пробного выпуска выбирается оборудование для более точных методов и определяется режим опытного или опытно-эксплуатационного выпуска. С учетом данного требования привлекают внимание возможность применения геофизических методов для диагностики расходных параметров скважин, реализация которых не требует установки измерительного оборудования на устье скважины. К таким методам можно отнести:

- 1. Акустический регистрация аэродинамического шума, связанного с генерацией который широко применяется для диагностики расходных параметров скважин газовых и газоконденсатных месторождений [1].
- 2. Электрический при истечении свободной струи в атмосферу за счет конденсации пара образуется пароводяное облако заряд, которого зависит от ряда параметров, в том числе и от содержания пара в пароводяной смеси ПВС.
- Сейсмический во время истечения ПВС в стволе скважины возникает гидродинамический источник возбуждающий сейсмические колебания, связанные с расходом ПВС.

В данной работе приведены краткие результаты перечисленных выше наблюдений, выполненных на Мутновском месторождении парогидротерм, направленных на создание экспресс метода по измерению расходных параметров пароводяных скважин.

Зависимость параметров аэродинамического шума пароводяных скважин от их расхода и паросодержания

Непрерывное истечение различных струй в атмосферу сопровождается шумом аэродинамического происхождения, который обусловлен взаимодействием потока струи с окружающей средой. В 1989-1991 гг. была проведена серия экспериментов по регистрации шума от пароводяных потоков на скважинах Мутновского геотермального месторождения и на специальном стенде "Камчатэнерго" [2,3]. Выполненный комплекс наблюдений и полученные результаты явились первым этапом работ по исследованию пароводяных скважин акустическим методом, который, к сожалению, не получил дальнейшего развития.

В табл. приведены термодинамические параметры скважин, на которых регистрировался аэродинамический шум при выпусках ПВС в атмосферу. Термодинамические параметры на этих скважинах изменялись в значительных пределах (расход ПВС $Q_{\Pi BC} = 9$ - 45 кг/с, паросодержание $\chi = 0.16$ - 0.64), что позволило исследовать интенсивность и частотный состав аэродинамического шума для струй в значительном диапазоне расходов.

Для нескольких скважин (1, 04, 03, 24, 016) исследовался шум при полностью открытой задвижке. На оголовках этих скважин был установлен лубрикатор диаметром 106 мм и длиной 160 см. На оголовке скважины 13 лубрикатор отсутствовал; эксперимент на ней проводился на нескольких режимах, регулируемых с помощью задвижки. Обильное выпадение конденсированной воды и высокий уровень звукового давления позволили проводить на этой скважине измерения на расстоянии, начиная с 20 м. Измерения проводились при четырех фиксированных положениях задвижки. Для скважины 01 исследовалась динамика шума и изменение его спектрального состава во время равномерного открытия задвижки. В табл. 1. приведены: максимальное значение уровня звукового давления на расстоянии 10 м (L_{10}), полученное с помощью октавных фильтров; значения верхней и нижней частоты ($f_{\rm H} - f_{\rm B}$); среднегеометрическая частота ($f_{\rm cp}$); ширина полосы ($\Delta f_{0,7}$) для уровня 0.7 октавного спектра.

Nº	$^{\circ}$ C	ккал/кг	Расход кг/с			P , кгс/см 2	Хар-ки аэродинамического шума			
			ПВС	Пара			<i>L</i> _{10,} дБ	$f_{\rm CP},$	$f_{\mathrm{H}} - f_{\mathrm{B}},$	$\Delta f_{0,7},$
								кГц	кГц	кГц
1	165	268	23	4.3	0.19	4.2	108	0.7	0.32 - 1.7	1.38
3	138	253	9.2	1.5	0.16	3.5	96	1.0	0.5-2.0	1.5
4	158		25	6.0	0.24	5.5	108	1.7	0.7-3.2	2.5
013	181	296	45	11.8	0.26	10.4	123	0.6	0.1-3.0	2.9
			40	10.3	0.25	12.0	120	1.0	0.4-2.4	2.0
			25	5.8	0.23	16.0	116	1.0	0.4-2.4	2.0
			7	3.2	0.45	17.6	114	1.4	0.5 - 4.0	3.5
016	172	488	29.4	18.9	0.64	7.4	117	3.0	1-10	9
24	167	253	28	4.5	0.16	7.7	109	0.9	0.25 - 1.7	1.45

Таблица 1. Основные параметры скважин и характеристики их аэродинамического шума

Примечание: t массовое расходное паросодержание; P – давление на устье скважины; L_{10} t максимальное значение уровня звукового давления на расстоянии 10 м, полученное с помощью октавных фильтров; $f_H - -f_B$ t значения верхней и нижней частоты; $f_{\rm CP}$ t среднегеометрическая частота; $\Delta f_{0.7}$ t ширина полосы для уровня 0.7 октавного спектра.

Октавные спектры L_p аэродинамического шума для всех скважин значительно различаются по абсолютному значению, по преобладающим частотам и ширине полосы аэродинамического шума (рис. 1а). На рис. 26 видно, что поле точек образует две группы, обусловленные диаметром выходного отверстия.

Проведенные исследования генерации шума при выпусках ПВС в атмосферу из скважин Мутновского геотермального месторождения показали, что уровень звукового давления и спектральные характеристики шума связаны с гидродинамическими параметрами ПВС. Как видно на рис.1 б) и рис. 1 в) в первом приближении наблюдаются линейные зависимости уровня звукового давления от логарифма расхода ПВС $L_p = f(lgQ_{\text{ПВС}})$ и логарифма среднегеометрической частоты по уровню 0.7 полуоктавных спектров от логарифма массового расходного паросодержания $lgf_{CP} = f(lg\chi)$.

Электрические параметры облака, возникающего в результате непрерывного истечения пароводяной смеси из геотермальных скважин

В 2004 2006 г.г. во время выпусков ПВС из скважин Мутновского месторождения парогидротерм, с целью изучения формирования объемного заряда в пароводяном облаке (ПВО), регистрировались напряженность электрического поля атмосферы (E_Z ЭПА) и удельные положительные и отрицательные электрические проводимости воздуха (L_+, L_-)



Рис. 1. Октавные спектры уровня звукового давления аэродинамического шума для всех исследуемых скважин, приведенных к расстоянию 10 м – а), зависимость уровня звукового давления от расхода пара – б), зависимость максимальной частоты от паросодержания в ПВС – в)

[4,5]. Напряженность ЭПА измерялась в непосредственной близости от открываемых на время наблюдений скважин, из которых происходило истечение в атмосферу ПВС. При формировании струи и ПВО на высоте его зависания, формируется аэроэлектрическая структура, которая влияет на электропроводность и E_Z ЭПА у земной поверхности. Формирование такой структуры зависит от многих причин, в том числе и от давления на устье скважины и паросодержания.

В сентябре 2006 года эксперимент был проведен на скважинах с большим различием паросодержания. Если на скважине 042 оно составляло 0.2. то на скважине 016 более 0.6. Измерения параметров ЭПА проводилось с помощью аппаратно-программного комплекса, где в качестве датчик E_Z ЭПА использовался флюксметр "Градиент МЗ" и датчика удельной электрической проводимости воздуха "Электропроводность-2".

В естественном облаке, как и в восходящем потоке ПВС, происходит конденсация, коагуляция, кристаллизация капель и их разрушение. Эти процессы приводят к образованию электрических зарядов [6]. При открытии скв. 042 наблюдается уменьшение E_Z почти с 0.2 до -1.5 кВ/м и уменьшение L_c 25 до 5 см/м, что говорит об уменьшении концентрации легких ионов. Это свидетельствует в пользу того, что в первой порции ПВС при открытии задвижки превалировала вода, которой через 10 минут работы скважины значительно уменьшилось и E_Z стало возрастать 1.5 кВ/м, а затем стабилизировалось на уровне 0.7 кВ/м. Для скв. 016 E_Z стабилизировалось на уровне 1.5 кВ/м. что объясняется значительно большим паросодержанием для этой скважины.

Комплексные геофизические наблюдения за истечением пароводяной смеси из скважины

В сентябре 2012 г. проводились комплексные геофизические наблюдения при выпуске ПВС из скважины 43 с $Q_{\Pi BC} = 50 \text{ kr/c}$ и $Q_{\Pi} = 10 \text{ kr/c}$ с помощью программно-аппаратурного комплекса. Комплекс позволял регистрировать смещение почвы (сейсмометр был установлен на постаменте оголовка скважины), E_Z по двум каналам и избыточное атмосферное давление в диапазоне частот 0.03-100 Гц. Кроме того с помощью измерителя шума и вибрации исследовались октавные спектры аэродинамического шума. Размещение датчиков показано на врезке рис. 3, где также показано направление ветра, под действием которого сносился шлейф ПВС.

На рис. 3 приведены записи со всех датчиков и показаны основные манипуляции с



Рис. 2. Динамика E_z и L_+, L_- во время открытия скважин 042 и 016 с различным паросодержанием (12 сентября 2006 г., время UT)

задвижкой скважины. Во время открытия задвижки в атмосферу выбрасывалась ПВС, нагруженная песком, на что указывал цвет струи. Затем струя стабилизировать, была сделана попытка закрыть скважину, что отразилась на всех каналах. На сейсмическом канале этот период зафиксирован в виде помех от движения операторов, а на акустическом в виде уменьшения интенсивности аэродинамического шума. В дальнейшем задвижку открыли, и работа скважины стабилизировалась. Уровень звукового давления, приведенный к расстоянию 10 м, составил 110 дБ (рис. 1а). Исходя из уровня звукового давления (рис. 1б) по данным акустики можно оценить $Q_{\Pi} = 7 \text{ кг/с}$, что несколько ниже реального расхода пара.

Наблюдается интересное поведение E_Z АЭП на флюксметрах: 1 - расположенного в 35 метрах в стороне от скважины (рис. 36); 2 - расположенного почти под шлейфом ПВС на расстоянии 54 м (рис. 3в). После открытия задвижки регистрируется небольшое увеличение $E_{Z1}0.02$ кВ/м и значительно большее увеличение E_{Z2} - на 0.15 кВ/м. В дальнейшем происходит уменьшение E_Z на обоих каналах. В течение всей работы скважины выделяются колебания ~ 50 с, связанные с визуально наблюдаемыми пульсациями ПВС. Эти колебания наиболее ярко видны в E_{Z2} , где их амплитуда доходит до 0.2 кВ/м.

Показано, что комплексные наблюдения за воздействием пароводяной смеси (ПВС) на геосреду и атмосферу, могут быть использованы для создания экспресс методики параметров ПВС. Наблюдается взаимосвязь между расходом ПВС и интенсивностью аэродинамического шума и сейсмических колебаний, а спектральные характеристики аэродинамического шума и заряд пароводяного облака на качественном уровне связаны с паросодержанием.

Литература

1. Коротаев Ю.П., Грдзелова К.Л. Исследование газовых скважин с помощью шумометрии //Газ. пром. Сер.: Разработка и эксплуатация газовых и газоконденсатных месторождений. – 1983. – №2. 49 с.



Рис. 3. Запись смещения грунта (а), напряженности АЭП двумя флюксметрами (б,в), запись избыточного давления микробарографом (г). На врезке показано размещение датчиков

- 2. Шулюпин А.Н., Фирстов П.П. Перспективы диагностики расходных параметров пароводяных геотермальных скважин по шуму истекающей струи // Прикладные технологии гидроакустики и гидрофизики. Тр. VII международной конференции. Санкт- Петербург. 2004. С. 6-9.
- 3. Фирстов П.П. Особенности спектрального состава аэродинамического шума пароводяных скважин Мутновского геотермального месторождения (Камчатка) // Вулканология и сейсмология. 2005. №4. С. 47-55.
- Кузнецов В.В., Чернева Н.В. Бабаханов И.Ю. Исследование влияния искусственного облака на атмосферное электрическое поле. // Физика атмосферы и океана. – 2007. – Т. 43. №2. С. 266–271.
- 5. *Кузнецов В.В., Чернева Н.В., Бабаханов И.Ю.* Эксперименты по активному воздействию струи водяного пара на атмосферное электрическое поле // Физика атмосферы и океана. 2009. Т.45. №6. С.803-808.
- 6. *Качурин Л.Г.* Физические основы воздействия на атмосферные процессы. Л.: Гидрометеоиздат. 1990. 463 с.

Investigation of steam mixture effect on geomedium during its free outflow into the atmosphere (Mutnovks parohydroterm field, Kamchatka)

Firstov P.P.¹, Chernev I.I.², Makarov E.O.³, Cherneva N.V.¹

¹ Institute of Cosmophysical Researches and Radio Wave Propagation FEB RAS, Russia
 ² «Geotherm JSC», Russia
 ³ Kamchatkan Branch of Geophysical Service RAS, Russia

It has been shown, that complex observations of steam-water mixture (SWM) effect on the geosphere and atmosphere may be applied to develop an express method of SWM parameters. Relation of SWM volume and aerodynamic noise intensity and seismic oscillations is observed. At the same time aerodynamic noise spectral characteristics and steam-water cloud charge are associated with steam content on the qualitative level.

Результаты экспериментальных исследований пространственной структуры возмущённой области ионосферы

Фролов В.Л.

Научно-исследовательский радиофизический институт, Россия.

frolov.418@nirfi.sci-nnov.ru

Эксперименты по модификации ионосферы Земли были начаты в России в середине 60-х годов прошлого столетия и активно продолжаются по настоящее время. Выполненные за прошедшие годы отечественные, а также зарубежные исследования привели к пониманию того (см., например, статьи в специальных выпусках журналов [1-9], обзоры [10-14] и цитируемую в них многочисленную литературу), что мощные КВ радиоволны O-поляризации, излучаемые в вертикальном или в близком к вертикальному направлении, приводят к нагреву ионосферной плазмы и возбуждают в F_2 -области ионосферы вблизи высоты их отражения интенсивную искусственную ионосферную турбулентность (ИИТ), которая включает в себя возмущения плотности и температуры плазмы, генерацию высокочастотных и низкочастотных плазменных колебаний, ускорение электронов до сверхтепловых энергий и вызванные ими оптические свечения нейтральной атмосферы и дополнительную её ионизацию, генерацию искусственного радиоизлучения, возбуждение перемещающихся ионосферных возмущений, генерацию искусственных периодических неоднородностей, генерацию низкочастотных излучений в ОНЧ-СНЧ-КНЧ диапазонах и др.

В настоящем докладе мы рассмотрим результаты экспериментальных исследований пространственной структуры возмущённой области ионосферы (ВО), которая формируется в результате развития, в силу тех или иных причин, искусственных ионосферных неоднородностей (ИИН) различных масштабов. При этом свойства ИИН в сильной степени зависят от ионосферных условий (времени суток и естественного уровня возмущённости ионосферы), а также от характеристик мощной радиоволны (её частоты, мощности, поляризации и временного режима излучения).

В докладе представлены только результаты исследований, выполненных на среднеширотном нагревном стенде СУРА (ФГБНУ НИРФИ, Н. Новгород). Его описание можно найти в [14]. Для изучения характеристик ИИН используются различные методы их диагностики. Среди них: ионозондовые измерения, метод пробных волн, ракурсное рассеяние радиоволн КВ и УКВ диапазонов на вытянутых вдоль геомагнитного поля мелкомасштабных ($l_{\perp} \approx 1 - 200$ м) неоднородностях, просвечивание ВО ионосферы сигналами низкоорбитальных и высокоорбитальных навигационных ИСЗ, метод радиотомографии, оптические измерения, прямые измерения с борта ИСЗ и др.

В дневных условиях волна накачки (BH) отражается, как правило, на высотах ~ 180 – 220 км. При наличии мощных D и E слоёв значительная доля её энергии поглощается в нижних слоях ионосферы. Это приводит к сильному разогреву плазмы и появлению кроссмодуляционных эффектов при распространении радиоволн [15,16]. При нагреве плазмы происходит нарушение ионизационно-рекомбинационного баланса, что вызывает увеличение плотности плазмы на высотах 130 – 170 км; это может рассматриваться как образование дефокусирующей линзы на этих высотах [17]. Последнее вызывает значительное (до 20 дБ) ослабление плотности потока энергии ВН в верхней ионосфере и дефокусирующей линзы приводит к тому, что в дневные часы ИИТ в верхней ионосфере имеет невысокую

интенсивность, поскольку не все формирующие её процессы могут развиваться достаточно эффективно. В частности, не наблюдается, как правило, развития F_{spread} на ионограммах, либо он имеет существенно более низкую интенсивность, чем в вечерних или ночных условиях модификации ионосферы мощным КВ радиоизлучением. Также в дневных условиях интенсивность мелкомасштабных ИИН оказывается значительно более слабой, чем в вечерней ионосфере [18].

В качестве одного из проявлений нагрева плазмы нижней ионосферы укажем также обнаруженное недавно явление уменьшения интенсивности микроволнового излучения в линии озона на высотах ~ 50 – 60 км [19,20], которое связывается с влиянием на атмосферу внутренних гравитационных волн, генерирующихся при периодическом нагреве ионосферной плазмы [21-23].

В условиях вечерней и особенно ночной ионосферы, когда ее D и E слои уже не оказывают сильного влияния на распространение мощной радиоволны и не происходит образования дефокусирующей линзы, вблизи высоты отражения ВН наблюдается развитие ИИТ высокой интенсивности. При этом спектр генерируемых неоднородностей захватывает диапазон масштабов от долей метра до десятков километров. Было также установлено, что ИИН генерируются не только в ограниченной по высоте ($\sim 10 - 30$ км) области вблизи высоты отражения ВН, но и далеко за её пределами. Так через несколько секунд после начала излучения ВН, но и далеко за её пределами 0.1 - 1 км обнаруживаются во всей области высот от высот ~ 100 км до высоты отражения ВН [24-26]. Помимо ИИН вблизи высоты ВН, где имеет место наиболее интенсивный разогрев плазмы, образуется полость с уменьшенной до 30% плотностью плазмы [13,27-29], которая действует как фокусирующая линза. В частности, совместное действие этой линзы и ИИН километровых масштабов в определённых условиях может обеспечить проникновение мощной радиоволны в закритическую плазму и влиять на состояние внешней ионосферы [30].

В последние годы был рассмотрен теоретически и исследован экспериментально эффект магнитного зенита [12-14,28,31,32], когда наиболее интенсивное развитие ИИН происходит при распространении мощной радиоволны *О*-поляризации вдоль силовых линий геомагнитного поля в области её взаимодействия с плазмой. Были также выполнены исследования гирогармонических свойств генерации ИИН [33,34]. Объяснение особенностей спектра рассеянных сигналов, когда частота ВН немного выше частоты гирогармоники, привели в [35] к выводу, что в этих условиях происходит генерация интенсивных неоднородностей с размерами $l_{\perp} \approx 10 - 20$ см, обнаружение которых экспериментально является наиболее значимой задачей сегодняшнего дня. В [34] приведены результаты зондирования ВО ионосферы сигналами GPS, которые демонстрируют первые наши попытки обнаружить такие неоднородности.

В 2005 – 2010 гг. с помощью уникальной бортовой аппаратуры французского микроспутника DEMETER были выполнены исследования свойств искусственной плазменной турбулентности на высотах ~ 700 км. В частности, была обнаружена генерация дактов с увеличенной на 15 – 80% плотностью плазмы и размерами 70 – 110 км поперёк геомагнитного поля при модификации F_2 -области ионосферы мощными радиоволнами *О*поляризации [36-38]. Эти дакты способны влиять на распространение ОНЧ-волн [39], а при определённых условиях — стимулировать высыпание энергичных электронов из радиационных поясов Земли за счёт возбуждения магнитосферного мазера [40].

В заключение заметим, что периодическое воздействие мощными КВ радиоволнами на ионосферу Земли вызывает генерацию перемещающихся ионосферных возмущений (ПИВ), пространственные масштабы которых составляют сотни километров. В экспериментах на стенде СУРА их диагностика осуществляется с помощью доплеровского радара вертикального зондирования ионосферы, расположенного около г. Харькова (Украина). Детальное описание радара, методов обработки принимаемых сигналов и полученных результатов представлено в [21-33]. Выполненные измерения показали, что, спустя 40 – 50 мин после начала модификации ионосферы, над г. Харьковом начинают наблюдаться периодические изменения высоты отражённого от ионосферы зондирующего сигнала. Характеристики этих вариаций отвечают распространению внутренних гравитационных волн на ионосферных высотах. Установлено, что наиболее эффективно возбуждаются волны с периодами 15 – 30 мин.

Подводя итоги выполненным исследованиям, можно заключить, что при модификации F_2 -области ионосферы мощными КВ радиоволнами *О*-поляризации генерация ИИН различных масштабов наблюдается от высот её *E*-области до высот внешней ионосферы. В горизонтальном направлении искусственные неоднородности плотности плазмы регистрируются на расстояниях до 250 км от стенда, что намного превышает размер области (~ 100 км), засвеченной пучком мощных радиоволн. Крупномасштабные ионосферные возмущения, связанные с генерацией внутренних гравитационных волн, регистрируются на расстояниях до 1000 км от стенда СУРА (на самом деле, они должны регистрироваться и на больших дальностях). Одним из важных следствий выполненных в последние годы исследований явилось получение экспериментальных фактов, доказывающих, что модификация ионизированной компоненты атмосферы приводит к возмущению и её нейтральной компоненты.

Литература

- 1. Radio Sci. 1974. –Vol. 9. No. 11.
- 2. J. Atmos. Terr. Phys. 1982. Vol. 44. No. 12.
- 3. J. Atmos. Terr. Phys. 1985. Vol. 47. No. 12.
- 4. J. Atmos. Terr. Phys. 1997. Vol. 59. No. 18.
- 5. Изв. вузов Радиофизика. 1994. Т. 37. № 5.
- 6. Изв. вузов Радиофизика. 1999. Т. 42. № 7,8.
- 7. Изв. вузов Радиофизика. 2005. Т. 48. № 9.
- 8. Изв. вузов Радиофизика. 2008. Т. 51. № 11.
- 9. Изв. вузов Радиофизика. 2012. Т. 55. № 1-2.
- Ерухимов Л.М., Метелев С.А., Мясников Е.Н., Митяков Н.А., Фролов В.Л. Искусственная ионосферная турбулентность (обзор). // Изв. вузов Радиофизика. – 1987. – Т. 30. – № 2. – С. 208-225.
- 11. Stubbe P. and Hagfors T. The Earth's ionosphere: A wall-less plasma laboratory. // Surveys in Geophysics. 1997. Vol. 18. P. 57.
- Гуревич А.В. Нелинейные явления в ионосфере. // УФН. 2007. Т. 177 № 11. С. 1145-1177.
- Фролов В.Л., Бахметьева Н.В., Беликович В.В., Вертоградов Г.Г., Вертоградов В.Г., Комраков Г.П., Котик Д.С., Митяков Н.А., Поляков С.В., Рапопорт В.О., Сергеев Е.Н., Терещенко Е.Д., Толмачева А.В., Урядов В.П., Худукон Б.З. Модификация ионосферы Земли мощным КВ радиоизлучением. // УФН. – 2007. – Т. 17. – № 3. – С. 330-340.

- 14. Беликович В.В., Грач С.М., Караштин А.Н., Котик Д.С., Токарев Ю.В. Стенд "СУ-РА": исследования атмосферы и космического пространства (обзор). // Изв. вузов Радиофизика. – 2007. – Т. 50. – № 7. – С. 545-576.
- 15. *Гуревич А.В., Шварцбург А.Б.* Нелинейная теория распространения радиоволн в ионосфере. // Изд. "Наука". Москва. 1973.
- 16. *Гинзбург В.Л.* Распространение электромагнитных волн в плазме. // Изд. "Наука". Москва. 1967.
- Бойко Г.Н., Васьков В.В., Голян С.Ф. и др. Исследование дефокусировки радиоволн в ионосфере при воздействии мощного радиоизлучения. // Изв. вузов Радиофизика. – 1985. – Т. 28. – Вып. 8. – С. 960-971.
- 18. Fialer P.A. Field-aligned scattering from a heated region of the ionosphere Observations at HF and VHF. // Radio Sci. 1974. Vol. 9. No. 11. P. 923-940.
- 19. Куликов Ю.Ю., Григорьев Г.И., Красильников А.А., Фролов В.Л. Вариации микроволнового излучения мезосферы при нагреве ионосферы мощными короткими радиоволнами. // Изв. вузов Радиофизика. – 2012. – Т. 55. – № 1-2. – С. 57-65.
- Куликов Ю.Ю., Фролов В.Л., Григорьев Г.И., Демкин В.М., Комраков Г.П., Красильников А.А., Рыскин В.Г. Воздействие мощным КВ радиоизлучением на интенсивность микроволнового излучения озона средней атмосферы. // Геом. и Аэрон. – 2013. – Т. 1. – № 1. – С. 102-109.
- Черногор Л.Ф., Фролов В.Л., Комраков Г.П., Пушин В.Ф. Вариации спектра ионосферных волновых возмущений при периодическом нагреве плазмы мощным высокочастотным радиоизлучением. // Изв. вузов Радиофизика. – 2011. – Т.54. – № 2. – С.81.
- 22. Черногор Л.Ф., Фролов В.Л. Перемещающиеся ионосферные возмущения, генерируемые периодическим нагревом плазмы мощным высокочастотным радиоизлучением. // Изв. вузов Радиофизика. 2012. Т. 55. № 1-2. С. 14-36.
- 23. Черногор Л.Ф., Фролов В.Л., Пушин В.Ф. Колебания инфразвукового диапазона в ионосфере при воздействии на нее мощным радиоизлучением. // Изв. вузов Радиофизика. – 2012. – Т. 55. – № 5. – С. 327-340.
- 24. Фролов В.Л., Беликович В.В., Бахметьева Н.В., Ушаков А.А. Генерация искусственных ионосферных неоднородностей на высотах 130 170 км. // XXII Всероссийская конференция по распространению радиоволн. Ростов-на-Дону. 2008. Труды конференции. Т. 2. С. 134–137.
- 25. Бахметьева Н.В., Беликович В.В., Вяхирев В.В., Фролов В.Л., Калинина Е.Е. Обратное рассеяние радиоволн искусственными неоднородностями ионосферной плазмы на высотах 120 180 км. // Известия вузов Радиофизика. 2010. Т. 53. № 5-6. С. 338-355.
- 26. Бахметьева Н.В., Фролов В.Л., Вяхирев В.Д., Калинина Е.Е., Болотин И.А., Акчурин А.Д., Зыков Е.Ю. О формировании искусственных плазменных возмущений в нижней ионосфере. // Изв. вузов Радиофизика. – 2012. – Т. 55. – № 1-2. – С. 106-121.

- Tereshchenko E.D., Khudukon B.Z., Gurevich A.V., Zybin K.P., Frolov V.L., Myasnikov E.N., Muravieva N.V., Carlson H.C. Radio tomography and scintillation studies of ionospheric electron density modification caused by a powerful HF-wave and magnetic zenith effect at mid-latitudes. // Physics Letters A, 325. 2004. P. 381-388.
- 28. *Терещенко Е.Д., Миличенко А.Н., Фролов В.Л., Юрик Р.Ю.* Наблюдение эффекта магнитного зенита с использованием сигналов спутников GPS/GLONASS. // Изв. вузов Радиофизика. 2008. Т. 51. № 11. С. 934-938.
- Kunitsyn V.E., Andreeva E.S., Frolov V.L., Komrakov G.P., Nazarenko M.O., Padokhin A.M. Sounding of HF heating-induced artificial ionospheric disturbances by navigation satellite radio transmissions. // Radio Sci. – 2012. – Vol. 47. – RS0L15, doi:10.1029/2011RS004957.
- Фролов В.Л., Митяков Н.А., Шорохова Е.А., Парро М. Структура электрического поля мощной КВ радиоволны во внешней ионосфере Земли. // Изв. вузов Радиофизика. – 2013 (направлена в печать).
- Фролов В.Л., Комраков Г.П., Куницын В.Е., Падохин А.М., Васильев А.В., Курбатов Г.А. Зондирование возмущенной излучением нагревного стенда Сура ионосферы сигналами навигационных ИСЗ системы GPS. // Известия вузов Радиофизика. – 2010. – Т. 53. – № 7. – С. 421-443.
- 32. Алимов В.А., Выборнов Ф.И., Мясников Е.Н., Рахлин А.В., Фролов В.Л. Исследование эффекта магнитного зенита по результатам наблюдений за искусственной ионосферной турбулентностью. // XXII Всероссийская конференция по распространению радиоволн. Ростов-на-Дону. – 2008. – Труды конференции. – Т. 2.– С. 179–181.
- 33. Фролов В.Л., Недзвецкий Д.И., Урядов В.П., Иванов В.А., Иванов Д.В., Лащевский А.Р., Рябова Н.В. Гирогармонические свойства среднемасштабной искусственной ионосферной турбулентности, проявляющиеся при нагреве F₂-области ионосферы мощной радиоволной О-поляризации. // Изв. вузов Радиофизика. – 2008. – Т.51. – № 5. – С. 367-375.
- 34. Фролов В.Л., Болотин И.А., Комраков Г.П., Вертоградов Г.Г., Вертоградов В.Г., Вертоградова Е.Г., Акчурин А.Д., Бочкарев В.В., Дрешер А.М., Зыков Е.Ю., Латыпов Р.Р., Петрова И.Р., Юсупов К.М., Куницын В.Е., Падохин А.М., Курбатов Г.А. Гирогармонические свойства генерации искусственных ионосферных неоднородностей. // Изв. вузов Радиофизика. – 2012. – Т. 55. – № 6. – С. 393-420.
- 35. Gurevich A.V., Zybin K.P. // Phys. Lett. A 358. 2006. P. 159-165.
- 36. Рапопорт В.О., Фролов В.Л., Комраков Г.П., Марков Г.А., Белов А.С., Парро М., Раух Джс.Л. Некоторые результаты измерения характеристик электромагнитных и плазменных возмущений, индуцируемых во внешней ионосфере мощным КВ радиоизлучением стенда Сура. // Изв. вузов Радиофизика. – 2007. – Т. 50. – № 8. – С.709– 721.
- 37. Фролов В.Л., Рапопорт В.О., Комраков Г.П., Белов А.С., Марков Г.А., Парро М., Рош Ж.Л., Мишин Е.В. Создание дактов плотности при нагреве ионосферы Земли мощным КВ радиоизлучением. // Письма в ЖЭТФ. – 2008. – Т. 88. – Вып. 12. – С. 908-913.

- 38. Фролов В.Л., Рапопорт В.О., Комраков Г.П., Белов А.С., Марков Г.А., Парро М., Рош Ж.Л., Мишин Е.В. Спутниковые измерения характеристик плазменных возмущений, создаваемых при нагреве ионосферы Земли мощным КВ радиоизлучением стенда Сура. // Изв. вузов Радиофизика. – 2008. – Т. 51. – № 11. – С. 915-934.
- Rapoport V.O., Frolov V.L., Polyakov S.V., Komrakov G.P., Ryzhov N.A., Markov G.A., Belov A.S., Parrot M., and Rauch J.-L. VLF electromagnetic field structures in ionosphere disturbed by Sura RF heating facility. // J. Geophys. Res. – 2010. – Vol. 115. – A10322, doi:10.1029/2010JA015484.
- Марков Г.А., Белов А.С., Фролов В.Л., Рапопорт В.О., Парро М., Рош Ж.-Л. Возбуждение магнитосферного мазера воздействием на ионосферу Земли мощным КВ радиоизлучением наземного передатчика. // ЖЭТФ. – 2010. – Т. 138. – Вып. 6(12). – С. 1037-1042.

The results of experimental studies of the spatial structure of the disturbed region of the ionosphere

Frolov V.L.

Radio Physical Research Institute, Russia

The paper considers some features of ionospheric artificial turgulence (IAT) generation at mid-latitudes in the conditions of day and night ionosphere. It was shown that IAT low intensity during daytime is determined by powerful radio wave absorption in the lower ionosphere, ionosphere F2 layer low height and defocusing lens formation at the heights of 130-150 km. In nighttime conditions of the ionosphere, near the level of pump wave (PW) reflection, generation of intensive ionospheric artificial inhomogeneities of different scales (from parts of a meter to tens of kilometers in the cross direction of geomagnetic field), effecting HF-UHF-DF radio wave propagation, is observed. Appearance of artificial inhomogeneities with the scales of tenshundreds of meters is registered from E-layer heights to the height of the outer ionosphere. At the heights of 250-400 km, focusing lens generation is observed; and at the heights of the outer ionosphere, ducts with increased plasma density are registered. Gyroharmonic properties of different scale inhomogeneity generation and the possibility of super small-scale (decameter) inhomogeneity generation in the conditions, when PW frequency is slightly above electron gyroharmonic frequency, are discussed. Experimental results, concerning moving ionospheric disturbance generation during periodical effect of a powerful radio wave on ionospheric plasma, are presented. On the basis of the obtained experimental data the conclusion is given, that the ionospheric region, where artificial ionospheric inhomogeneities of different nature are registered, considerably exceeds the size of the ionosphere, illuminated by powerful radio wave beam.

Наблюдения аэрозольных слоев в верхней стратосфере после падения чебаркульского метеорита

Черемисин А.А.^{1,2}, Новиков П.В.², Иванов В.Н.³, Зубачев Д.С.³, Коршунов В.А.³, Лапшин В.Б.⁴, Иванов М.С.⁴, Галкин К.А.⁴, Губко П.А.⁴, Антонов Д.Л.⁴, Тулинов Г.Ф.⁴, Николашкин С.В.⁵, Маричев В.Н.^{6,7}, Бычков В.В.⁸, Шевцов Б.М.⁸

¹Сибирский федеральный университет, Россия

²Красноярский институт железнодорожного транспорта, Россия

³ФГБУ "НПО "Тайфун", Россия

⁴ФГБУ "ИПГ Россия

⁵Институт космофизических исследований и аэрономии им. Ю.Г. Шафера СО РАН, Россия

⁶Институт оптики атмосферы им. В.Е. Зуева СО РАН, Россия

⁷Национальный исследовательский Томский государственный университет, Россия

⁸Институт космофизических исследований и распространения радиоволн ДВО РАН, Россия

aacheremisin@gmail.com novikov-pv@yandex.ru korshunov@typhoon.obninsk.ru director@ipg.geospace.ru nsvsci@rambler.ru marichev@iao.ru vasily.v.bychkov@gmail.com

Прохождение Чебаркульского метеорита, имевшее место 15 февраля 2013 года над г. Челябинском и прилегающим регионом, имело большой общественный резонанс и вызвало естественный интерес исследователей различных специальностей. Масса метеорита оценивалась в 10 тыс. тонн, что сравнимо с общей массой метеорного вещества, входящего в земную атмосферу в течение года (от 16 до 40 тыс. тонн по разным оценкам). Взрыв метеорита в стратосфере оставил аэрозольный след, который, в принципе, мог быть зафиксирован методом лидарного зондирования.

В докладе представлены результаты лидарных наблюдений высотных аэрозольный слоев, которые появились в атмосфере после падения Чебаркульского метеорита в Москве, Обнинске и Якутске. Проведенный траекторный анализ показал, что наблюдавшиеся слои пришли из района падения метеорита.

Первые следы метеорного происхождения были зафиксированы лидарной станцией г. Обнинска 18 февраля на высоте около 42 км. Отношение обратного рассеяния R на длине волны 532 нм составляло в максимуме слоя 1.15. В последующем слои наблюдались в Обнинске и Москве на высотах от 34 до 38 км, начиная с 20 февраля примерно с 03 час. мск. Наиболее сильные слои наблюдались с 21 по 26 февраля, а в марте месяце они значительно ослабли. По данным измерений в Обнинске, проведенным с разрешением 0.15 км, ширина слоев на уровне 0.5 составляла несколько сот метров. Максимальная зафиксированная величина R в середине слоев достигала уровня 2.8. Результаты, полученные в Обнинске и Москве дополняют друг друга и согласуются между собой.

После падения метеорита в Якутске 20 февраля около 14:00 UT также наблюдался тонкий аэрозольный слой на высоте 39.5 км. В максимуме коэффициент аэрозольного рассеяния R составил 1.8 на длине волны 532 нм.



Рис. 1. Высотно-временная развёртка рассчитанных траекторий, начатых от метеорного следа вблизи Челябинска 15 февраля в 03:20 UTC. Градации серого на траекториях соответствуют расстоянию до Обнинска. Крестики соответствуют высотам аэрозольных слоёв, наблюдавшихся над Обнинском.

В Томске после падения метеорита лидарные наблюдения проводились 16, 20 и 21 февраля. Наблюдалась достаточно сложная и изменчивая картина фонового аэрозоля на высотах 15-45 км, однако выраженных аэрозольных слоёв на этом фоне зафиксировано не было.

Для анализа происхождения зарегистрированного стратосферного аэрозоля были проведены расчёты изоэнтропийных траекторий воздушных масс по методике, описанной в [1]. Траектории начинались от координат метеорного следа, рассчитанных чешскими учёными по видеозаписям падения метеорита [2]. Начальные точки обратных траекторий располагались на высотах от 15 км (60.6 ° в.д., 54.9 ° с.ш.) до 42 км (61.9 ° в.д., 54.8 ° с.ш.) с шагом 0,25 км по высоте. Перемещение воздушных масс происходило в восточном направлении, в соответствии с вращением циркумполярного вихря в зимний сезон. Наибольшую скорость имели воздушные массы на высотах 42-44 км, к 18-19 февраля они дошли до Обнинска и Москвы на высотах наблюдения аэрозоля, обогнув Северный полюс. 22 февраля воздушные массы, содержащие аэрозоль от метеорного следа, достигли Обнинска на высотах 33-34 км. 25-27 февраля над Обнинском проходили воздушные массы на высотах 36-38 км, сделав второй оборот вокруг Северного полюса. Якутска эти воздушные массы достигли 20 февраля на высоте наблюдения аэрозоля.

На рис.1 приведена высотно-временная развёртка рассчитанных траекторий. По оси абсцисс отложены даты февраля, по оси ординат - высота траекторий. Метки дат соответствуют 00:00 всемирного координированного времени (UTC). На траекториях градациями серого показано расстояние до Обнинска: чем темнее, тем ближе прошла траектория. Крестиками в соответствующие дни отмечены высоты наблюдения пиков аэрозольного рассеяния. Следует отметить достаточно хорошее согласие между высотами прохождения траекторий вблизи Обнинска, и высотами наблюдения аэрозоля.

Аналогичное совпадение характерно и для Якутска: 20 февраля траектории, содержащие аэрозоль метеорного происхождения, прошли наиболее близко к Якутску на высоте около 39.5 км.

В этот же период лидарные наблюдения проводились в с. Паратунка Камчатской области, 21 и 25 февраля. Была зарегистрирована типичная картина диффузных аэрозольных слоев для этого сезона на Камчатке [3] на высотах 24-44 км, с значениями отношения рассеяния порядка 1.1-1.15. Однако в дни наблюдений траектории, которые могли содержать



Рис. 2. Высотно-временная развёртка рассчитанных траекторий, начатых от метеорного следа вблизи Челябинска 15 февраля в 03:20 UTC. Градации серого на траекториях соответствуют расстоянию до с. Паратунка Камчатской области. Профили соответствуют лидарным наблюдениям в с. Паратунка.

аэрозоль метеорного происхождения, прошли слишком далеко от с. Паратунка (рис.2).

Оценка влияния погрешностей используемых данных на результаты моделирования траекторий, проведенная методом Монте-Карло в соответствии с [2], показала, что на высотах 30-40 км случайный разброс траекторий через 5 дней составил около 300 км, а через 10 дней 300-800 км. Ближайшие расстояния от точек наблюдений до траекторий имеют тот же порядок, следовательно, могут служить критерием того, что траектории достигли точки наблюдения.

Таким образом, анализ расчётных траекторий воздушных масс показал, что стратосферный аэрозоль, наблюдавшийся с 18 февраля 2013 года сетью лидарных станций на широтах 55-65 ° с.ш., вероятно, имеет метеорное происхождение.

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ (проект 13-05-01036а), программы Президиума РАН №16, Минобрнауки РФ (ГК № 14.518.11.7053, соглашение № 14.В37.21.0612) и интеграционного проекта СО РАН №106. Авторы благодарны Метеорологической службе Великобритании (UK Meteorological Office) за предоставленные данные.

Литература

- Черемисин А.А., Маричев В.Н., Новиков П.В. Лидарные наблюдения вулканического аэрозоля в атмосфере над Томском // Метеорология и гидрология. – 2011. –№ 9. – С.46-56.
- 2. Borovicka J., Spurny P., Shrbeny L. Trajectory and orbit of the Chelyabinsk superbolide // Central Bureau for Astronomical Telegrams, IAU. 2013. No. 3423. URL http://www.icq.eps.harvard.edu/CBET3423.html (дата обращения 30.04.2013).
- 3. Черемисин А.А., Новиков П.В., Шнипов И.С., Бычков В.В., Шевцов Б.М. Лидарные наблюдения и механизм формирования структуры аэрозольных слоев в стратосфере и мезосфере над Камчаткой // Геомагнетизм и аэрономия. 2012. Т. 52, № 5. С. 1-11.

Observations of aerosol layers in the upper stratosphere after falling Chebarkulsko meteorite

Cheremisin A.A.¹, Novikov P.V.²

¹ Siberian Federal University, Russia ² Krasnoyarsky Institute of Railway Transport, Russia

Passage Chebarkulsky meteorite, which took place February 15, 2013 over the city of Chelyabinsk and the surrounding region, there has been great public outcry and led to a natural interest of researchers of different disciplines. Mass of the meteorite was estimated at 10 thousand tons, which is comparable to the total mass of meteoric material entering the earth's atmosphere during the year (from 16 to 40 thousand tons according to various estimates).

Mass of the meteorite was estimated at 10 thousand tons, which is comparable to the total mass of meteoric material entering the earth's atmosphere during the year (from 16 to 40 thousand tons according to various estimates). The explosion of a meteorite in the stratosphere aerosol left a trail that, in principle, could be fixed by the lidar observations.

The report presents the results of lidar observations of high-altitude aerosol layers, which appeared in the atmosphere after the fall of the meteorite Chebarkulsky in Moscow, Obninsk and Yakutsk. Held trajectory analysis showed that the observed layers came from the area of the fall of the meteorite.
Сопоставление свистящих атмосфериков с грозовой активностью

Чернева Н. В.¹, Агранат И.В.¹, Сивоконь В.П.¹, Водинчар Г.М.¹, Lichtenberger J.²

¹Институт космофизических исследований и распространения радиоволн ДВО РАН, Россия

> ²Eotvos University, Венгрия nina@ikir.ru

Исследование свистящих атмосфериков (вистлеров), возникающих в результате излучения молниевых разрядов после прохождения через ионосферу вдоль силовой линии магнитного поля Земли, имеет большое значение для изучения грозового процесса, для выявления новых связей между явлениями и процессами в ионосфере и магнитосфере.

Для ведения статистики разработан алгоритм автоматического распознавания вистлеров [1]. Работа детектора в данной системе основывается на двумерной корреляции спектра исходного сигнала и спектра сигнала-эталона. Необходимо отметить, что имеющаяся аппаратура не позволяет регистрировать носовую частоту, но диапазон частот от 2.5 до 7 кГц может быть полезным для статистического анализа, т.к. захватывает часть вистлера и в тоже время является наименее зашумленным. Моделирование сигнала-эталона происходит в результате аппроксимации пика атмосферика в текущий момент времени функцией, соответствующей плотности нормального распределения и аппроксимации зависимости частоты от времени экспоненциальной функцией. Этот метод был предложен основателем сети автоматического определения и анализа вистлеров (AWDAnet) Dr. J. Lichtenberger [2]. Система, основанная на этом методе, состоит из детектора и решающего фактора-адаптивного порога.

Детектор выполняет двумерную корреляцию спектра фрагмента сигнала длительностью 4 секунды и смоделированного идеального спектра. Адаптивный порог представляет некоторую усредненную величину, при превышении "нормального уровня" которого формируется вывод о том, что в сигнале присутствует вистлер.

Необходимо отметить, что большую погрешность (до 50 % ложных срабатываний) вносят атмосферики (грозовые разряды), которые видны в спектре как вертикальные линии. Для уменьшения их влияния на результат вводятся дополнительные процедуры, выполняемые по превышению порога:

- 1. Выполняется проверка, на сколько процентов превышен порог. Если это превышение не достигает заданного пользователем значения (10-15 %), формируется сигнал "0" (нет вистлера).
- 2. Выполняется проверка, в течение какого времени наблюдалось превышение над порогом. Поскольку длительность вистлера находится в пределах 0.5-2 секунд, то свистящий атмосферик определяется тем, как длительность сигнала укладывается в эти пределы.
- 3. После обработки 4-х секундного фрагмента детектор обрабатывает следующий фрагмент, сдвинутый относительно предыдущего на 0,2 секунды, за счет чего происходит дополнительное уточнение результата.

Полученные промежуточные результаты автоматического детектирования свистящих атмосфериков были сопоставлены с данными международной сети определения местоположения гроз (World Wide Lightning Location Network - WWLLN), проанализирована связь роста числа принятых вистлеров с увеличением грозовой активности в магнитосопряженных точках (Камчатка, Россия и Канберра, Австралия).

Например, при сравнении потока вистлеров и грозовой активности в период с 01:30 по 08:12 UT 22.02.2012 и в период с 08:00 до 16:00 UT 02.05.2012 было обнаружено одновременное увеличение потока вистлеров и грозовой активности в сопряженной точке (рис.1). Откуда можно сделать вывод о том, что изменение потока вистлеров в основном определяется грозовой активностью в сопряженной точке.



Рис. 1. Сравнение потока вистлеров [число вистлеров/15 минут] с грозовой активностью [число атмосфериков/час] сопряженных точек (Австралия – верхний рисунок, Камчатка – средний рисунок) за 22 февраля 2012 года и 2 мая 2012 года.

Однако, были дни, когда увеличение потока вистлеров явно соответствовало грозовым очагам обеих магнито-сопряженных точкек. Так, 10 февраля 2012 года увеличение потока вистлеров откликнулось на грозовой очаг в районе Австралии с 01:00 до 08:00, а с 16:00 до 21:00 в изменении потока вистлеровов явно отразилось увеличение грозовой активности в Камчатском регионе (рис.2, а). На рис.2,б наблюдается суммирование обеих грозовых очагов во время одновременной грозовой активности в близи Австралийского материка и Камчатского полуострова.

Принимая во внимание среду распространения вистлеров (ионосфера, магнитосфера, ионосфера) и их связь с грозовыми разрядами, можно предположить, что антропогенное воздействие на ионосферу также может повлечь за собой рост числа вистлеров. Поскольку активное воздействие на ионосферу оказывает американская система HAARP (High Frequency Active Auroral Research Program), возникает гипотеза о связи результатов работы этой системы и динамики появления вистлеров. Для проверки были сопоставлены спектрограмма процесса нагревания ионосферы антеннами HAARP с количеством вистлеров. Результаты представлены на рис. З,а. Верхний график – спектрограмма процесса нагрева ионосферы в течение суток, нижний график – изменение числа вистлеров в течение суток. Заметна связь после длительного нагревного воздействия на ионосферу во



Рис. 2. Сравнение потока вистлеров [число вистлеров/15 минут] с мировой грозовой активностью [число атмосфериков/час] (верхний рисунок) и сопряженных точек (Австралия, Камчатка) за 10 февраля 2012 года и 17 февраля 2012 года.

время работы HAARP (с 01:30 до 08:12 UT 22.02.2012), наблюдается увеличение потока вистлеров (числа вистлеров за 15 минут).

В целях дальнейших исследований проанализирован весь промежуток времени работы НААRР за 2012 год, и проведено сопоставление с грозовой активностью в сопряженных точках, а за февраль месяц и в сравнении с общемировой грозовой активностью. Обнаружено, что в большинстве случаев увеличение числа вистлеров, все таки, имеет прямую связь с увеличением грозовой активности (рис. 1 – а, б). Но в некоторых случаях после длительного воздействия на ионосферу нагревными частотами эта зависимость перестает быть очевидной, а во время работы HAARP наблюдается резкое уменьшение регистрации числа вистлеров, не зависимо от грозовой активности. На рисунке 3,6 представлено, как уменьшение в момент проведения экспериментов, так и прямая связь с увеличением грозовой активности в сопряженной точке. Так же было обнаружено, что грозовые разряды, генерирующие атмосферики в магнито-сопряженной точке, не всегда имеют высокую корреляцию с количеством зарегистрированных на Камчатке или вблизи Австралийского материка вистлеров, число которых достигает нескольких тысяч в течение суток. Возможно, что молниевые удары генерируют свистящие атмосферики, которые распространяются в волноводе Земля-ионосфера, даже если грозовой очаг находится на значительном расстоянии от сопряженной точки, дрейфуя между силовыми трубками. Необходимо обосновать возможность попадания низкочастотного излучения, сформированного на силовой трубке, предположим, Аляски на силовую оболочку Камчатки. Такая возможность обусловлена неоднородностью распределения концентрации частиц и магнитного поля Земли в магнитосфере, что приводит к изменению коэффициента рефракции и вариациям волнового вектора. Теория этого вопроса была заложена в работе [4], получившая развитие в публикациях Стэндфордского университета [5], в том числе, и в виде анимированной модели. Из этих работ следует, что в зависимости от геофизических условий и частоты электромагнитного излучения свистового диапазона, траектория движения атмосферика в магнитосфере может пересекать несколько силовых оболочек, объясняя, в некоторых случаях,



Рис. 3. Сопоставление спектрограммы нагревания ионосферы антеннами HAARP и изменение потока вистлеров [число вистлеров/15 минут] в течение 22 февраля 2012.

отсутствие прямой связи между потоком вистлеров, зарегистрированных на Камчатке, и грозовой активностью в магнитосопряженных точках. Для более точного установления связи потока вистлеров в сопоставлении с изменением грозовой активности и получения достоверных результатов зависимости антропогенного воздействия (нагревного эксперимента) на магнитосферу, и как следствие, на изменение потока вистлеров, необходимо продолжать исследования в этом направлении.

Заключение

Слабый характер возмущений в ионосфере, магнитосфере и геофизических полях не позволяет сделать определенный вывод об эффективности радиофизических воздействий на ионосферу и значимости их проявлений в районе наблюдений. Однако совершенствование технологий воздействия и использования энергии природных процессов могут привести к более значительным уровням проявления возмущений в ионосфере, магнитосфере и геофизических полях. Поэтому необходимы дальнейшие исследования и регулярные наблюдения в стратегически важных для России дальневосточном и северо-восточном регионах.

Литература

- Чернева Н. В., Агранат И.В. Автоматическое детектирование свистящих атмосфериков и их сопоставление с грозовой активностью // Сборник трудов. Т.2. VII Всероссийская конференция по атмосферному электричеству, 24-28 сентября 2012 г. Санкт-Петербург. С.45-46.
- Lichtenberger, J., Automatic Whistler Detector and Analyzer system, J. Geophys. Res., 113, A12201, doi: 10.29/2008JA013467, 2008.
- 3. Cherneva N.V., Sivokon' V.P., Agranat I.V. Spectral characteristics of whistlers // IX Int. Conference "Problems of Geocosmos", Proc. of the 9th Intern. Conf. "Problems of

Geocosmos" (St. Petersburg, Russia, 8-12 October 2012). P.212-217.

- Kimura I., Effect of ions on whistler-mode ray tracing, Radio Science. 1 (3). P.263–283. 1966.
- 5. Inan, U., and T. Bell, The plasmapause as a VLF wave guide, J. Geophys. Res. V. 82., P.2819–2827. 1977
- 6. http://nova.stanford.edu/ vlf/research_topics/raytracing/raytracing.mp4

Comparison of whistlers with lightning activity

Cherneva N.V.¹, Agranat I.V.¹, Sivokon' V.P.¹, Vodinchar G.M.¹, Lichtenberger J.²

¹ Institute of Cosmophysical Researches and Radio Wave Propagation FEB RAS, Russia ² Eötvös University, Hungary

Investigation of whistlers, appearing in the result of lightning discharge radiation after propagation through the ionosphere along the Earth magnetic field line, has been carried out to detect new relations between phenomena and processes in the ionosphere and magnetosphere. For automatic whistler detection, a recognition algorithm has been developed and realized in the basis of which is a two-dimensional correlation of initial signal and etalon signal spectra obtained in the result of approximation of non-stationary spectrum of dependence of a big number of whistlers by exponential function. Applying the obtained approximation, etalon signal spectrum, similar to received whistler spectrum, has been plotted.

The obtained intermediate results for automatic detection of whistlers have been compared with the data of World Wide Lightning Location Network (WWLLN). The relation of increase of the registered whistler number with the increase of lightning activity in magnetically conjugated points (Kamchatka, Russia, and Canberra, Australia) has been analyzed. It has been discovered that lightning discharges, generating atmospherics in the magnetically conjugated point, do not always have high correlation with whistler number registered in Kamchatka, this number may reach up to several thousands. It is possible that lightning discharges generate whistlers, which propagate in the Earth-ionosphere waveguide, even if a lightning source is at a considerable distance from the conjugated point.

Геофизические поля и их взаимодействия Geophysical Fields and Their Interaction

Pi 2-associated Ionosperic Doppler Velocity and Magnetic Pulsation at Mid-latitude MAGDAS Station

Akihiro Ikeda¹, Kiyohumi Yumoto², Teiji Uozumi², Manabu Shinohara¹, Akimasa Yoshikawa³, Kenro Nozaki⁴, Bychkov V.V.⁵, Shevtsov B.M.⁵

¹ Kagoshima National College of Technology, Kagoshima, Japan

²International Center for Space Weather Science and Education, Kyushu University, Fukuoka, Japan

³Department of Earth and Planetary Sciences, Kyushu University, Fukuoka, Japan

⁴National Institute of Information and Communications Technology, Tokyo, Japan

⁵Institute of Cosmophysical Research and Radiowaves Propagation FEBRAS, Russia

Abstract

Ionospheric Doppler velocity (V^*) and magnetic horizontal northward component (H) simultaneously detected Pi 2 pulsations at nighttime mid-latitude station (Paratunka, Kamchatka region, Russia; L=2.05). The phase relation between H and V* shows -90 degree at the peak of PSD (power spectral density) of H and V* in the case of Pi 2 on 29 Oct. 2006. This indicates that the cavity mode resonance is maintained in the ionospheric F-region. On the other hand, the Pi 2 on 4 Nov. 2006 shows different peaks of PSD in H and V*. This Pi 2 event can be explained not only by cavity mode.

Introduction

Pi 2 magnetic pulsations, which associate with magnetic storms, are observed globally in the magnetosphere. Pi 2 pulsation is an impulsive hydromagnetic oscillation and its period range is 40 to 150 seconds [e.g., Saito and Matsushita, 1968]. The modes of Pi 2 pulsations depend on the latitude and local time of observation [e.g., Olson, 1999; Yumoto and the CPMN Group, 2001].

Low- and mid-latitude Pi 2 pulsations are explained in terms of the cavity mode resonance in the plasmasphere [e.g., Sutcliffe and Yumoto, 1991; Yeoman and Orr, 1989]. Takahashi et al. [1995] found that magnetic Pi 2 pulsations in the night side sector at L < 4 are dominated by the poloidal components and suggested cavity mode as an explanation. Also Takahashi et al. [2001] analyzed the magnetic field and electric field observed by the CRRES satellite. They indicated that the sources of Pi 2 pulsations are poloidal standing waves inside the plasmasphere and Pi 2 pulsations are explained in terms of cavity mode between two reflecting boundaries.

In the present paper, we examined the phase relation between the ionospheric Doppler velocity in the ionospheric F-region detected by an FM-CW (Frequency Modulated Continuous Wave) radar and magnetic Pi 2 pulsations observed by MAGDAS (the MAGnetic Data Acquisition System). Such comparison will provide us better understanding about excitation mechanism of Pi 2 pulsations.



Doppler measurement by an FM-CW radar (after *Ikeda et al.*, 2010a).

Data Set

The present study is based on the data from FM-CW radar located at Paratunka, Kamchatka region, Russia (PTK: Magnetic Latitude = 45.8 degree, Magnetic Longitude = 221.6 degree, L = 2.05, LT = UT + 10.5 hrs). The FM-CW radar is a type of HF radar that can measure the range of target as well as Doppler shift for reflected radio waves from the target (e.g., ionized layer). This application of the FM-CW radar is a variation of a technique developed by *Barrick* [1973] to measure sea scatter. We target the ionospheric F region for Doppler measurement. Our radar is an improved version of the FM-CW radar developed by *Nozaki and Kikuchi* [1987, 1988].

The observed Doppler frequency is represented by

$$\delta f = \frac{v \times 2f_0}{c},\tag{1}$$

where f_0 is the transmitting frequency and v is vertical drift velocity of the ionosphere describe by

$$v = \frac{\delta f \times c}{2f_0},\tag{2}$$

For this study, the transmitting frequency f_0 was 3.0 MHz. The data of Doppler velocity were digitized with 3-sec sampling.

By assuming that the v is caused by the frozen-in effects in the ionosphere, we can estimate the east-west ward electric field (Ey). The equation of the frozen-in effect is described

$$\mathbf{E} = -\mathbf{V} \times \mathbf{B},\tag{3}$$

where is east-west electric field (Ey), and is the horizontal component (H component) of the ambient magnetic field intensity in the ionosphere, and v is obtained by FM-CW radars. A schematic diagram of the Doppler measurement by an FM-CW radar is shown in Fig. 1.

In order to compare the radar data with ionospheric Ey, we analyzed ground magnetometer data obtained at PTK. This station is a part of the MAGnetic Data Acquisition System of the Circumpan Pacific Magnetometer Network (MAGDAS/CPMN) [Yumoto and the MAGDAS Group, 2006 and 2007].

Data Analysis

Pi 2 on 29 Oct. 2006



Figure 2. Pi2 pulsation on on 29 Oct. 2006.

Oct. 2006.

Figure 2 shows a nighttime Pi 2 event that was observed on 29 October 2006. This event was examined by *Ikeda et al.* [2010b]. During this event, PTK was located in the pre-midnight sector (2304-2316 LT). The upper panel shows the ground magnetic horizontal northward component (H) and the bottom panel shows downward Doppler velocity (V^{*}) obtained by the FM-CW radar. During this event, V^{*} was observed at the virtual height of about 300 km. We can see Pi 2 pulsations in H and V^{*} simultaneously.

Using 512-point FFT, we obtained spectral property between H and V^{*} shown in Fig.3. The panel (a), (b), (c), and (d) in Fig. 5 show PSD (power spectral property) of H, PSD of V^{*}, phase difference (Pha) of H-V^{*}, and coherence (Coh) of H-V^{*}. A dominant spectral peak is seen at 16.9 mHz in both H and V^{*}. At 16.9 mHz, the Coh is 0.99 and Pha is -91 degree. This means that V^{*} leads H by 91 degree.

Pi 2 on 4 November 2006

Figure 4 shows a nighttime Pi 2 event that occurred on 4 November 2006. This event was also examined by *Ikeda et al.* [2010]. The format of the Fig. 4 is the same as that of Fig. 2. During this event, V^* was obtained at the virtual height of about 250 km.

The spectral property of the Pi 2 on 4 Nov. 2006 is shown in Fig 5. The most dominant frequency of H is 7.8 mHz, but that of V^{*} is 19.5 mHz (see Fig. 5 (a) and (b)). However the second peak of V^{*} is 7.8 mHz which is same as that of H. If we focus on 7.8 mHz, the Pha is about -90 degree.

Discussion and Summary

According to the box model of a cavity mode by *Takahashi et al.* [2001], the phase difference between Bz (magnetic field compressional component) and Ey (electric field azimuthal compo-



nent) is -90 degree at the inner boundary. This value is almost same with the Pha of H-V^{*} at 16.9 mHz (peak of H and V^{*}) on 29 Oct. 2006. We therefore conclude that the Pi 2-associated V^{*} is caused by ExB drift in the ionosphere and the Pi 2 on 29 Oct. 2006 was explained in terms of cavity mode.

The peaks of PSD of H and V^{*} are 7.8 mHz, and 19.5 mHz in the case of the Pi 2 on 4 Nov. 2006. The second peak of V^{*} is 7.8 mHz which is same as the peak of H. At 7.8 mHz, Coh of H-V^{*} is about -90 degree. Thus it seems that the Pi 2 oscillation at 7.8 mHz was excited by the cavity mode. In the case of 19.5 mHz, there is no remarkable peak in H. It is worth to compare V^{*} with high-latitude H to examine the excitation mechanism for Pi 2-associaed V^{*} at mid latitude.

Acknowledgement

This work was supported by Grant-in-Aid for Young Scientists (B) (25800277) and the Grantin-Aid for Overseas Scientific Survey (18253005). We acknowledge National Institute of Information and Communications Technology (NICT). This work was also supported by JSPS Core-to-Core Program, B. Asia-Africa Science Platforms.

References

- Ikeda A., A. Yoshikawa, M. G. Cardinal, K. Yumoto, M. Shinohara, K. Nozaki, B. M. Shevtsov, V. V. Bychkov, Q. M. Sugon, and D. McNamara (2010), Ionospheric observation using FM-CW radar array, Advances in Geosciences, Vol.21: Solar & Terrestrial Science, Ed. Marc Duldig, 379-391.
- Ikeda, A., K. Yumoto, T. Uozumi, M. Shinohara, K. Nozaki, A. Yoshikawa, V. V. Bychkov, and B. M. Shevtsov (2010), Phase relation between Pi2-associated ionospheric Doppler velocity and magnetic pulsations observed at a midlatitude MAGDAS station, J. Geophys. Res., 115, A02215, doi:10.1029/2009JA014397.
- Olson, J. V. (1999), Pi2 pulsations and substorm onsets: A review, J. Geophys. Res., 104, 17,499-17,520.

- Nozaki, K., and T. Kikuchi (1987), A new multimode FM/CW ionosonde, Mem. Natl Inst. Polar Res., Spec. Issue, 47, 217-224.
- 5. Nozaki, K., and T. Kikuchi (1988), Preliminary results of the multimode FM/CW ionosonde experiment, Proc. NIPR Symp. Upper Atmos. Phys., 1, 204-209.
- Saito, T., and S. Matsushita (1968), Solar cycle effects on geomagnetic Pi2 pulsations, J. Geophys. Res., 73, 267-286.
- Sutcliffe, P. R., and K. Yumoto (1991), On the cavity mode nature of lowlatitude Pi2 pulsations, J. Geophys. Res., 96, 1,543-1,551.
- Takahashi, K., S. Ohtani, W. J. Hughes, and R. R. Anderson (2001), CRRES satellite observations associated with low?latitude Pi2 pulsations, J. Geophys. Res., 106, 15,567-15,581.
- Takahashi, K., S.?I. Ohtani, and B. J. Anderson (1995), Statistical analysis of Pi2 pulsation observed by the AMPTE CCE spacecraft in the inner magnetosphere, J. Geophys. Res., 100, 21,929.21,941.
- Yeoman, T. K., and D. Orr (1989), Phase and spectral power of mid?latitude Pi2 pulsations: Evidence for a plasmaspheric cavity resonance, Planet. Space Sci., 38, 1,367-1,383.
- 11. Yumoto, K., and the CPMN Group (2001), Characteristics of Pi 2 magnetic pulsations observed at the CPMN stations: A review of the STEP results, Earth Planets Space, 53, 981-53,992.
- 12. Yumoto, K., and the MAGDAS Group (2006), MAGDAS project and its application for space weather, in The Solar Influence on the Heliosphere and Earth's Environment: Recent Progress and Prospects, edited by N. Gopalswamy and A. Bhattacharyya, Quest, Mumbai, India.
- Yumoto, K., and the MAGDAS Group (2007), Space weather activities at SERC for IHY: MAGDAS, Bull. Astron. Soc. India, 35, 511-522.

Вариации электрического и магнитного поля, связанные с Pi2

Акихиро Икеда¹, Кийохуми Юмото², Манабу Шинохара¹, Теиджи Йозуми², Кенро Нозаки³, Акимаса Йошикава⁴, Бычков В.В.⁵, Шевцов Б.М.⁵

 ¹ Национальный коледж технологий города Кагошима, Япония
 ² Международный центр исследования космической погоды и образования, Университет Кюшу, Фукуока, Япония

³ Национальный институт Информационных и коммуникационных технологий, Коганей, Токио, Япония

4 Отдел наук о земле и планетах, Университет Кюшу, Фукуока, Япония

⁵ Институт космофизических исследований и распространения радиоволн ДВО РАН,

Россия

В начале магнитосферных суббурь глобально в магнитосфере возникают пульсации Pi 2 с диапазоном периодов от 40 до 150 секунд [например Saito, 1968]. Pi 2 исследуются с помощью антенн магнитометров на земле и с космических аппаратов [например Yumoto et al., 2001]. Тем не менее, характеристики электрических пульсаций Pi 2 в ионосфере еще не были четко описаны. В данной работе мы сфокусировались на изучении связи ионосферной Доплеровской скорости в F-области, определяемой с помощью радара FM-CW (радар частотномодулироемой непрерывной волны), магнитными пульсациями Pi 26 наблюдаемыми с помощью системы MAGDAS (Система сбора магнитных данных) [Yumoto and the MAGDAS Group, 2006 и 2007], и на среднеширотной станции PTK (Магнитная широта: 45.8 градусов, Магнитная долгота: 221.6 градусов, L=2.05).

Взаимодействие вулканизма, сейсмичности и тектоники как геодинамический процесс

Акманова Д.Р., Викулин А.В., Долгая А.А. Институт вулканологии и сейсмологии ДВО РАН, Россия adolgaya@kscnet.ru

На протяжении нескольких лет авторами проводятся исследования временных, пространственно-временных и энергетических закономерностей распределения очагов землетрясений и вулканических извержений. Для исследований был составлен электронный сейсмический и вулканический каталог. Каталог содержит данные о 12725 землетрясениях, произошедших за последние 4.1тыс.; а также данные о 627 вулканах мира, извергавшихся 6850 раз в последние 12 тыс. лет: 9650 г. до н.э. – 2010 г. [3].

На рис. 1 приведены графики повторяемости землетрясений $LgN = -b \cdot M + au$ извержений вулканов $LgN = -B \cdot W + A$, построенные по всем данным каталога, где N – числа событий величиной M и W; b и B – углы наклонов графиков повторяемости; a и A – константы, численно равные нормированным величинам сейсмической и вулканической активности.



Рис. 1. Графики повторяемости землетрясений (a) и извержений вулканов мира (b); *N* – числа землетрясений и извержений вулканов.

Полученные значения показывают, что сейсмический процесс, в диапазоне $M \ge 6$ в областях с разными геодинамическими обстановками характеризуется разными значениями углов наклона графиков повторяемости. Так, в областях сжатия, в пределах окраины Тихого океана и Альпийско-Гималайского пояса, углы наклона близки и составляют $b = -(0.7 \div 0.8) \pm 0.1$, тогда как в области растяжения, в пределах Срединно-Атлантического хребта – угол наклона имеет существенно меньшее значение $b = -1.2 \pm 0.1$. В среднем для всей планеты, угол наклона графика повторяемости землетрясений равен $b = -0.9 \pm 0.3$.

Различия в значениях углов наклонов графиков повторяемости извержений вулканов при $W \ge 2$, расположенных в разных регионах планеты, оказались статистически не значимы. В целом, для всех регионов и отдельно взятых вулканов, число извержений для которых достаточно велико и составляет не менее 50, угол наклона можно принять равным $B = -0.5 \pm 0.1$. Постоянство углов наклона графиков повторяемости вулканических извержений для всех трех рассмотренных поясов, видимо, есть следствие однотипности в пределах этих поясов геодинамических обстановок, которые, по сути, являются областями растяжения. Полученные данные подтверждают ранее сделанный вывод о существовании закона повторяемости для вулканических извержений, фактически – об их группировании по величине, это позволяет параметр W, как и магнитуду землетрясения M, рассматривать в качестве энергетической характеристики отдельно взятого извержения, их совокупностей и всего вулканического процесса. Особенность распределения сейсмических и вулканических событий вдоль достаточно узких (100 – 200 км) длинных (L_{max} по несколько десятков тысяч километров) поясов, окаймляющих всю планету, позволяет при исследовании пространственно-временных распределений (миграция) от трех координат (географические широта и долгота и время) перейти к двум координатам на плоскости с осями расстояние вдоль пояса l ($0 \le l \le L_{max}$) – время t ($0 \le t \le T_{ea,er,max}$), где $T_{ea,er,max}$ – максимальные по продолжительности каталоги землетрясений и извержений вулканов.

Изучение миграции проводилось на примере трех наиболее активных поясов планеты, протяженность которых составила: окраина Тихого океана, от вулкана Бакл Айленд (Антарктика) $L_1 = 0$ до вулкана Десепсьон (Южные Шетландские о-ва) – $L_{1,max} = 45000$ км; Альпийско-Гималайский пояс, от $L_2 = 0$, о. Тимор (Индонезия) до Азорских о-вов – $L_{2,max} = 20500$ км; Срединно-Атлантический хребет, от $L_3 = 0$, Южные Сендвичевы о-ва (Южная Атлантика) до о. Исландия (Северная Атлантика) – $L_{3,max} = 18600$ км. Расположение эпицентров землетрясений и вулканов, а также координатных линий l приведено на рис. 2.



Рис. 2. Активные пояса планеты [1, 2]. 1 – очаги землетрясений; 2 – извергавшиеся вулканы, 3 – линии вдоль осей поясов, по которым рассчитывались координаты lovaroв землетрясений и вулканов; 4 – начала ($L_i = 0$) и окончания ($L_{i,max}$) поясов: i = 1 – окраина Тихого океана, i = 2– Альпийско-Гималайский пояс, i = 3– Срединно-Атлантический хребет

Алгоритм выделения миграционных цепочек сейсмических и вулканических событий в пределах каждой зоны сводился к следующему: для каждого *i*-го события каталога со временем t_i и координатой l_i искалось такое *i*+1-е событие, время и координата которого удовлетворяли условиям $t_{i+1} \ge t_i, l_{i+1} \ge l_i$. Построение миграционных цепочек и определение их параметров (количество событий в миграционной цепочке, ее продолжительность и протяженность, скорость миграции) проводилось для разных энергетических диапазонов $M \ge M_0$ и $W \ge W_0$, в которых граничные значения M_0 и W_0 изменялись в широких пределах: $6 \le M_0 \le 9, 1 \le W_0 \le 6$.

Полученные данные показали, что и для Альпийско-Гималайского пояса и для Срединно-Атлантического хребта, как и для окраины Тихого океана, миграция сейсмической и вулканической активности является характерным процессом, имеющим волновую природу. Кроме того, данные указывают на существование вполне определенных изменений скоростей миграции, величины которых пропорциональны граничным значениям M_0 и W_0 рассматриваемых совокупностей событий. В соответствии с полученными данными для каждого пояса методом наименьших квадратов определены зависимости между логарифмами скоростей миграции сейсмических и вулканических событий LqV и их величинами MuW(рис. 3):

$$\begin{split} M_{\rm TO} &\approx (7.7 \pm 1.5) LgV; \quad M_{\rm A\Gamma\Pi} \approx (6.7 \pm 1.4) LgV; \quad M_{\rm CAX} \approx (-5.1 \pm 0.5) LgV \ (1 \ {\rm a}, \, 6, \, {\rm b}); \\ W_{\rm TO} &\approx (-3.1 \pm 0.6) LgV; \quad W_{\rm A\Gamma\Pi} \approx (-3.9 \pm 1.0) LgV; \quad W_{\rm CAX} \approx (-0.8 \pm 0.2) LgV \ (1 \ {\rm r}, \, {\rm d}, \, {\rm e}). \end{split}$$



Рис. 3. Зависимости скоростей миграции V очагов землетрясений (а, б, в) и вулканических извержений (г, д, е) от энергетических характеристик событий M и W. а) и г) – для окраины Тихого океана; б) и д) – для Альпийско-Гималайского пояса; в) и е) – для Срединно-Атлантического хребта.

Оказалось, что наклоны сейсмических графиков $LgV \approx p_{M,i}M$ для поясов, находящихся в разных геодинамических обстановках, существенно различны. Выявленные зависимости между логарифмами скоростей миграции сейсмических и вулканических событий и их энергетическими характеристиками имеют разные по величине наклоны (1 a-e): сейсмические зависимости $M_{\rm TO}(V)$ -для окраины Тихого океана, и $M_{\rm A\Gamma\Pi}(V)$ – для Альпийско-Гималайского пояса, имеют "положительные" наклоны, то есть с увеличением энергии скорость миграции увеличивается; сейсмическая зависимость $M_{\rm CAX}(V)$ – для Срединно-Атлантического хребта и все вулканические зависимости $W_{\rm TO, A\Gamma\Pi, CAX}(V)$ для рассмотренных поясов имеют "отрицательные" наклоны, то есть с увеличением энергии скорость миграции уменьшается [3].

Таким образом, полученные в работе данные показывают следующее. Пространственно-временные особенности распределений сейсмической и вулканической активности (процесс их волновой, по сути, миграции), как и особенности их энергетических распределений (разные значения углов наклонов графиков повторяемости), являются достаточно "чувствительными" к характеру геодинамических (сейсмических и вулканических) движений в активных поясах и вблизи них – к сжатию (субдукции) и растяжению (спредингу).

Обсуждение результатов

В работе проанализированы с помощью разработанных авторами методик наиболее полные данные о землетрясениях и извержениях вулканов планеты в течение продолжительного отрезка времени. Результаты подтверждают волновую природу миграции землетрясений и извержений вулканов вдоль рассмотренных в работе поясов – Тихого океана, Альпийско-Гималайского и Срединно-Атлантического.

Выявлены новые закономерности пространственно-временного распределения сейсмической и вулканической активности, как функции энергетических характеристик процессов, которые, в совокупности, прямо указывают на существование тесной взаимосвязи между сейсмичностью и вулканизмом, с одной стороны, и геодинамическими обстановками в поясах – с другой. Такие данные в совокупности с данными о скоростях движения границ тектонических плит позволяют по-новому подойти к решению задач геодинамики, объединяющей взаимосвязанные между собой сейсмические, вулканические и тектонические процессы. Зависимость скоростей миграции от энергетических характеристик процесса определяет вид описывающих такой процесс миграции законов движения – сильно нелинейные уравнения [1].

Сейсмические, вулканические и тектонические процессы определяют в совокупности геодинамическую активность планеты. Исследуемые пояса являются самыми активными на планете, в их пределах выделяется более 98% всей сейсмической и вулканической энергии Земли. Однако, особенности энергетики единого геодинамического процесса должны определяться сейсмическими и вулканическими соотношениями (1 а-е), дополненным значением аналогичного тектонического коэффициента.

Обращают на себя внимание следующие особенности в распределении значений коэффициентов p в соотношениях (1 а-е). Сумма значений наклонов всех сейсмических (а-в) и вулканических (1 г-е) зависимостей с учетом точности их определения близка нулю:

$$\sum_{i=1}^{3} p_{M,i} + \sum_{i=1}^{3} p_{W,i} \pm 6\Delta p = 1.5(\pm 5.2) \approx 0, \tag{1}$$

при примерно равных по модулю средних "положительных" $p_+ = \{p_{M1,2} > 0\}$ и "отрицательных" $p_- = \{p_{W1,2,3,M3} < 0\}$ значениях наклонов:

$$p_{+} = +14.4 \pm 2.9; \quad p_{-} = -12.9 \pm 2.3; \quad |p_{+}| \approx |p_{-}|.$$
 (2)

Такое разбиение коэффициентов p на две примерно равнозначные совокупности p_+ и p_- , которые в сумме "компенсируют" друг друга (2), представляется неслучайным.

Совокупность значений $p_{M,W}$ описывает закономерности разных процессов, протекающих в различных геодинамических обстановках, однако сейсмический и вулканический процессы (проявления единого геодинамического процесса) стремятся "скомпенсировать" друг друга.

Важно отметить, что при рассмотрении геодинамического процесса необходимо также учитывать тектоническую "составляющую". Это позволит в будущем обосновывать опирающиеся на сейсмические, вулканические и тектонические данные *принципиально новые физические модели*, описывающие геодинамические процессы в активных поясах планеты.

Работа выполнена при поддержке гранта ДВО РАН 12-III-А-08-164, гранта Р
ФФИ 12-07-31215.

Литература

- 1. Викулин А.В., Мелекесцев И.В., Акманова Д.Р. и др. Информационно-вычислительная система моделирования сейсмического и вулканического процессов как основа изучения волновых геодинамических явлений // Вычислительные технологии. – Т. 17. – №3. – 2012. С. 34-54.
- Vikulin A.V., Akmanova D.R., Vikulina S.A., Dolgaya A.A. Migration of seismic and volcanic activity as display of wave geodynamic process // Geodynamics & Tectonophysics. - V. 3. - Issue 1. - 2012. P. 1-18.
- Vikulin A.V., Akmanova D.R., Vikulina S.A., Dolgaya A.A. Migration of seismic and volcanic activity as display of wave geodynamic process // New Concepts in Global Tectonics. – №. 64. September, 2012. P. 94-110.

Interaction of volcanism, seismicity and tectonics as a geodynamic process

Akmanova D.R., Vikulin A.V., Dolgaya A.A.

Institute of Volcanology and Seismology FEB RAS, Russia

The study of space-time geodynamic patterns within the world's most active regions, conducted by the authors in recent years, made it possible to justify the wave nature of the phenomenon of migration of seismicity and volcanism. The data on migration, obtained by the authors, indicate the existence of relationships between speed and energy characteristics of seismic and volcanic processes; the slopes of such dependencies are "sensitive" to geodynamic conditions in the regions under the study, to compression and tension. Together with the data on energy of movement of tectonic plates, the revealed regularities allow the authors to consider interrelated (interacting) seismic, volcanic and tectonic processes as a part of a single planetary geodynamic process. These results will allow a fundamentally new physical models of block geomedium be constructed to explore its wave properties.

This study was supported by the Far East Branch of the Russian Academy of Sciences, Grant 12-III-A-08-164, and Russian Foundation for Basic Research, Grant 12-07-31215.

Новые магнитометры GSM-19FD (GEM Systems) и Mag-01H (Bartington Instruments Ltd) на обсерваториях ИКИР ДВО РАН и их возможности в геофизических исследованиях

Бабаханов И.Ю., Басалаев М.Л., Думбрава З.Ф., Поддельский И.Н., Хомутов С.Ю.

Институт космофизических исследований и распространения радиоволн ДВО РАН, Россия

ilham@ikir.ru, basalaevmaikl@mail.ru, labfiz@vzm.kht.ru, podd-igor@yandex.ru, Khomutov@ikir.ru,

Введение

В 2012-2013 г. в рамках модернизации мониторинга магнитного поля были приобретены и установлены на геофизических обсерваториях ИКИР ДВО РАН ("Магадан "Мыс Шмида "Паратунка"и "Хабаровск") современные магнитометры:

- dIdD-магнитометры GSM-19FD (GEM Systems, Канада, www.gemsys.ca), обеспечивающие измерения модуля вектора магнитной индукции F и вариаций магнитного склонения dD и наклонения dI с периодичностью от 1 до 5 с, разрешением 0.01 нTл и с.к.о. dD около 4" и dI около 1";

- DI-магнитометры (деклинометр/инклинометр) Mag-01H на базе немагнитного теодолита Wild-T1 (Bartington Instruments Ltd, Великобритания, www.bartington.com), позволяющие определять абсолютные значения магнитного склонения и наклонения с с.к.о. по углам 3" и чувствительностью феррозондового датчика 0.1 нТл.

Основной целью модернизации было обеспечить качество магнитных измерений на уровне стандартов сети INTERMAGNET, что должно было повысить надежность магнитного мониторинга на ГФО "Магадан" (уже члена INTREMAGNET) и позволить остальным обсерваториям войти в эту сеть. Кроме того, предполагалось использование приборов в экспедиционных измерениях и при сверках на магнитных обсерваториях других институтов.

Описание приборов, места и особенности установки

GSM-19FD представляет собой датчик протонного магнитометра, расположенный в системе из двух пар колец, ориентированных таким образом, чтобы с их помощью создавать дополнительные поля: по нормали к плоскости магнитного меридиана (D-кольца) и в плоскости магнитного меридиана по нормали к вектору F (I-кольца). Имея набор из пяти модулей (F, F+dF_D, F-dF_D, F+dF_I, и F-dF_I) можно вычислить вариацию dD и dI. Идея такого прибора предложена давно (см. Alldredge and Soldukas, 1966), но практическая (и коммерческая) реализация системы выполнена в последнее десятилетие венгерскими магнитологами и компанией GEM Systems (Hegymegi, 2004; dIdD v7.0 instruction manual, 2010).

Установка GSM-19FD на обсерваториях ИКИР сопровождалась рядом сложных моментов. Основная проблема - при измерениях этот прибор создает в магнитном поле возмущения, что приводит к появлению помех в данных других магнитометров, расположенных близи. Как показали многочисленные эксперименты, эффект может достигать нескольких нTл на расстояниях ближе 5 м. Это вызвало существенные трудности с выбором места для



Рис. 1. Магнитометры GSM-19FD на обсерваториях ИКИР ДВО РАН. (а) – специальный павильон на ГФО "Паратунка (б) – датчик GSM-19FD в вариационном павильоне на ГФО "Мыс Шмидта" (на дальнем конце постамента видно датчик вариометра MagDas), (в) – датчик в отдельном павильоне на ГФО "Магадан (г) – датчик на отдельном постаменте в вариационном павильоне на ГФО "Хабаровск"

установки GSM-19FD: на ГФО "Паратунка"был построен отдельный небольшой павильон, на ГФО "Магадан"пришлось выносить магнитометр в старый павильон, на ГФО "Мыс Шмидта"выбор места был ограничен, поэтому влияние GSM-19FD на другие магнитометры осталось. Только на ГФО "Хабаровск"благодаря большим размерам павильона для вариационных измерений удалось частично решить проблему установкой нового прибора на максимально удаленном постаменте (см. рис. 1).

Вторая существенная проблема, которая обнаружилась при установке GSM19FD, – это высокий уровень шумов и наличие помех в результатах. При частоте измерений 1 Гц уровень шума в данных на всех обсерваториях оказался неприемлемо большим, и была выбрана периодичность измерений 2.5 с. Сам магнитометр также оказался чувствительным к разного рода наводкам, прежде всего к сетевой помехе 50 Гц, отстроится от которых оказалось достаточно сложно, а на ГФО "Магадан"практически невозможно из-за специфических грунтов и плохого заземления.

В тоже время благодаря особенностям GSM-19FD (протонный датчик и колечная система, закрепленная на карданном подвесе), при его установке не понадобились специальные мероприятия по обеспечению стабилизации температуры и контролю наклонов постаментов. После завершения установки, настройки и экспериментов с различными режимами работы для оптимизации измерений, во второй половине 2012 г. GSM-19FD были введены в эксплуатацию в качестве основного (ГФО "Хабаровск"и "Мыс Шмидта") и дублирующего (ГФО "Паратунка"и "Магадан") приборов.

Деклинометр/инклинометр Mag-01H представляет собой феррозондовый магнитометр, датчик которого закреплен на зрительной трубе немагнитного теодолита Wild-T1 (Operation manual for Mag-01H fluxgate..., 2012). Прибор стандартной конструкции и работает как нуль-индикатор, позволяющий при горизонтальном положении датчика определить направление на магнитный север, а при известном азимуте удаленного репера – магнитное склонение D, при положении датчика в плоскости магнитного меридиана – наклонение I. Использование Mag-01H также стандартное, особых условий при установке не требовалось (см. рис. 2). Регулярные измерения на DI-магнитометрах начаты в марте (ГФО "Паратунка") и в мае (ГФО "Хабаровск") 2013 г.



Рис. 2. DI-магнитометр Mag-01H Wild-T1 на постаментах в абсолютных павильонах на ГФО "Паратунка" (слева) и "Хабаровск" (справа). На зрительной трубе теодолита закреплен феррозондовый датчик. На заднем плане обоих павильонов видны оконные проемы для наблюдения удаленного репера с известным астрономическим азимутом

Новые магнитометры двух типов, абсолютный Mag-01H и вариационный GSM-19FD, дополняют друг друга, и измерения, выполняемые ими, позволяют получать данные о полном векторе магнитного поля Земли в диапазоне характерных времен от единиц секунд до нескольких лет.

Результаты измерений

На рис. 3 в качестве примера показаны вариации склонения D, полученные с помощью GSM-19FD на ГФО "Мыс Шмидта "Паратунка"и "Хабаровск"за 26-30 марта 2013 г., включающий как периоды спокойного поля (26 марта), так и периоды возмущений (29 марта).

Высокая долговременная стабильность измерений с помощью GSM-19FD подтверждается результатами абсолютных наблюдений – на рис. 4 показаны базисные значения D₀ и I₀ для GSM-19FD ГФО "Хабаровск"с октября 2012 по июнь 2013 г. Разброс индивидуальных значений на графиках связан с низкой отсчетной точностью в 1/ используемого DI-магнитометра TT5, но вариации сглаженной кривой находятся на уровне 0.5/. GSM-19FD установлен в отсеке павильона без обогрева, с перепадами температуры до 20 ° C в течение нескольких суток. В таких экстремальных условиях стабильность базисных значений является убедительным показателем стабильности магнитометра.

Результаты непрерывных измерений с помощью GSM-19FD показали недостаток системы с карданным подвесом в условиях высокой сейсмической активности (на ГФО "Паратунка") – сильные и умеренные землетрясения вблизи Камчатки в феврале-мае 2013 г. вызывали колебания подвешенной колечной системы с датчиком и помехи в измерениях до нескольких десятков нТл.



Рис. 3. Пример вариаций магнитного склонения D, полученных с помощью GSM-19FD на обсерваториях ИКИР в конце марта 2013 г. Средние значения вычтены для наглядности. Данные ГФО "Мыс Шмидта"представлены на отдельном графике для лучшего масштаба



Рис. 4. Базисные значения GSM-19FD на ГФО "Хабаровск полученные с октября 2012 г. по июнь 2013 г. по абсолютным измерениям с помощью DI-магнитометра TT5

Выводы

Установленные в 2012-2013 гг. на обсерваториях ИКИР ДВО РАН новые магнитометры – компонентные dIdD-вариометры GSM-19FD и DI-магнитометры Mag-01H Wild-T1 позволяют повысить качество и надежность магнитного мониторинга до уровня стандартов INTERMAGNET. Относительная простота установки и настройки GSM-19FD и его долговременная стабильность в комплексе с высоким качеством абсолютных DI-измерений деклинометром/инклинометром Mag-01H позволяют использовать их при полевых работах, в том числе на пунктах векового хода и при компонентной магнитной съемке различного пространственного масштаба.

Литература

- 1. Alldredge L.R., Saldukas I. The automatic standard magnetic observatory // Tech. Bull. US Dept. Comm. 1966. Vol.31. P.1-35.
- 2. *Hegymegi L.* New Suspended dIdD Magnetometer for Observatory (and Field) Use // Proc. XIth IAGA Workshop, 28-33, Kakioka. 2004.
- 3. dIdD v7.0 instruction manual. GEM Systems, 2010. 50 P.
- 4. Operation manual for Mag-01H fluxgate declinometer/inclinometer with non-magnetic Wild-T1 theodolite. Bartington Instruments Ltd., 2012. Issue 4. 27 P.

New magnetometers GSM-19FD (GEM Systems) and Mag-01H (Bartington Instruments Ltd) at observatories of IKIR FEB RAS and its opportunities for geophysical researches

Babakhanov I.Y., Basalaev M.L., Dumbrava Z.F., Khomutov S.Y., Poddelsky I.N.

Institute of Cosmophysical Researches and Radio Wave Propagation FEB RAS, Russia

The results of the measurements of the magnetic field using new magnetometers GSM-19FD (GEM Systems Advanced Magnetometers) and Mag-01H Wild-1T (Bartington Instruments Ltd) at Geophysical observatories "Paratunka "Khabarovsk "Magadan" and "Cape Schmidt" of IKIR FEB RAS are presented. Magnetometers were installed and started up to magnetic monitoring in 2012-2013. The features of new devices are described. The data obtained by new and old magnetometers are compared. The analysis of stability of new devices are reviewed, the estimation of its prospects as magnetometers of INTERMAGNET and for other magnetic researches such as field works, repeat stations etc. are presented.

Возрастания гамма-фона при осадках: энергетический баланс и вопрос происхождения

Балабин Ю.В., Германенко А.В. Полярный геофизический институт КНЦ РАН, Россия balabin@pgia.ru, germanenko@pgia.ru

Аннотация

В работе представлены результаты исследования возрастаний гамма-излучения, падающего из атмосферы на поверхность земли. Эти возрастания практически всегда сопровождаются осадками, однако, какие-либо радионуклиды в осадках не обнаружены. Выдвинуто обоснованное предположение, что возрастания гамма-фона обусловлены электрическими полями в дождевых облаках. Выполнена оценка величины напряженности электрического поля для предложенной модели.

Введение

Эффект влияния грозовой активности на поток мюонов отмечался на многих станциях космических лучей, например, [1] и ссылки там. Однако, вариации гамма-фона в приземном слое атмосферы, связанные с осадками и наблюдаемые во все сезоны в арктической зоне, впервые обнаружены нами. Во время осадков (как зимой в снегопад, так и летом при дожде) наблюдаются возрастания гамма-излучения (ГИ) до 50 % от уровня ясной погоды. К настоящему времени наблюдение ведутся уже свыше 4 лет, накоплена большая база данных – более 500 событий возрастаний, проведены различные эксперименты, направленные на уточнение природы этих событий [2, 3]. В данной работе представлены результаты ряда новых экспериментов, проведенных на усовершенствованной системе регистрации ГИ в Апатитах. Основой системы является набор из трех приборов для измерения радиации, падающей из атмосферы: малого и большого сцинтилляционных детекторов (МСД и БСД) с кристаллами NaI(Tl) а также детектора заряженных частиц (ДЗЧ) на основе газоразрядных трубок. Параллельно с помощью БСД и многоканального амплитудного анализатора непрерывно ведутся измерения дифференциального спектра ГИ в диапазоне 0.2-5 МэВ. Форма спектра соответствует тормозному излучению, которое производится легкими энергичными частицами (далее для краткости – электронами), возникающими в толще атмосферы [4, 5].

Измерение спектров гамма-излучения

Созданный в лаборатории ПГИ измеритель дифференциального спектра мягкого ГИ значительно расширил возможности исследования. Он собран на основе БСД и цифрового анализатора импульсов. Кристалла БСД имеет размер $\emptyset150 \times 100$ мм. Время накопления одного спектра составляет 30 минут, энергетический диапазон 0.2-5 МэВ. Измерения спектра проводятся непрерывно; параллельно ведутся измерения интегрального потока >20 кэВ, >100 кэВ, >200 кэВ и >1000 кэВ. Величина 30 мин выбрана как компромисс: с увеличением времени накопления точность измерения спектра растет, однако, длительность самых коротких возрастаний составляет ~3 ч.

Дифференциальный спектр ГИ в ясную погоду (спектр фона) имеет степенную форму с показателем $\gamma \approx 1.8$, что близко к значению для тормозного излучения [4]. Дифференциальный спектр во время возрастаний является суммой спектров фона и дополнительного излучения, и соответственно, можно получить собственно дифференциальный спектр

дополнительного излучения (ДСДИ). На рис.1 показаны профили потока ГИ и мюонов во время осадков и дифференциальные спектры ГИ перед возрастанием (фон) и в максимуме возрастания. Стоит отметить, что из рис.1а ясно: возрастание происходит в электромагнитной компоненте: на ДЗЧ возрастание сравнимо с флуктуациями, т.е. ничтожно малое. ДСДИ получается как разность между спектрами 2 и 1 на рис.1б. Для данного события ДСДИ показан на врезке рис.1б. Форма ДСДИ имеет экспоненциальную форму и верхний предел ~2.5-3 МэВ. Запишем эти зависимости:

$$\begin{cases} I_b(E) \sim J_0 E^{-\gamma} \\ I_{in}(E) \sim J_1 exp\left(-E/E_0\right) \end{cases}$$
(1)

где $I_b(E)$ – аппроксимирующая функция дифференциального спектра фона, E – энергия гамма-кванта, γ – показатель спектра, $I_{in}(E)$ – аппроксимирующая функция ДСДИ, J_0 и J_1 – интенсивности потоков, E_0 – характеристическая энергия.



Рис. 1. а – типичные профили ГИ (красная линия) и ДЗЧ (синяя линия) во время осадков. ДЗЧ сдвинут вниз на 5 % для удобства восприятия. Стрелками с цифрами отмечены моменты измерения спектров. б – дифференциальные спектры ГИ перед возрастанием (фон) и в его максимуме. Красной линией показана аппроксимация степенной зависимостью фонового спектра. На врезке показан спектр ДСДИ в момент 2; красная линия – данные измерений, черная – его аппроксимация экспонентой.

За время работы измерителя дифференциального спектра ГИ зарегистрировано более сотни возрастаний амплитудой более 10 %. Для каждого из них около максимума определялся ДСДИ и вычислялась аппроксимирующая функция вида по (1). На основе полученных результатов проведено исследование связи параметров экспоненциального спектра ДСДИ с амплитудой возрастания, показанное на рис.2. Прослеживается линейная зависимость параметра J₁ от амплитуды, тогда как значение E₀ распределяется примерно равномерным облаком. Из этого можно сделать важный вывод: осадки влияют на активность процесса, генерирующего ДСДИ, но не на его физический механизм, так как ключевая спектральная характеристика E₀ сохраняется постоянной.

Возможная модель генерации дополнительного излучения при осадках

В прежних наших работах [2, 3] сделан вывод, что возрастания ГИ при осадках не связаны с какими-либо радионуклидами естественного или искусственного происхождения. Это было выяснено в ходе проведения наглядных экспериментов. Измерение дифференциальных спектров показывает, что возрастания обусловлены наложением на фон дополнительного ГИ в широком диапазоне энергий от 20 кэВ до 3 МэВ. Фоновое ГИ производится вторичными космическими лучами в результате их взаимодействия с атмосферой [4, 5]. Естественно предположить, что появление дополнительного изучения при осадках также обусловлено этой причиной. Осадки изменяют условия взаимодействия вторичных космических лучей с атмосферой.

Известно, что внутри дождевых облаков существуют электрические поля [6, 7] напряженностью до 10 кВ/м. Появления дополнительного излучения при осадках связано с набором дополнительной энергии заряженными частицами в электрических полях облаков. Подобный эффект давно и уверенно наблюдается на мюонных детекторах [1, 8] при грозовой активности, когда напряженность электрических полей в облаке достигает сотен кВ/м. Такой силы электрические поля очень маловероятны в арктическом регионе, особенно в зимний период, в то время как возрастания наблюдаются круглый год при осадках в виде дождя или снега. Законы взаимодействия энергичных частиц с веществом [4] таковы, что тормозное излучение могут производить только легкие частицы: электроны и позитроны. Длина радиационных потерь t_0 не зависит от энергии частицы (потери пропорциональны энергии). В силу этого ускорение электронов в такой плотной среде, как нижняя атмосфера, невозможно, за исключением экстремально сильных полей (например, эффект убегающих электронов [9]). Нами предложен несколько иной механизм набора дополнительной энергии в электрическом поле в плотной атмосфере.



Рис. 2. Зависимости E₀ (а) и J₁ (б) ДСДИ от амплитуды возрастания

Мюоны рождаются во всей толще атмосферы [5]. Во время движения в атмосфере из-за своей большой массы мюон теряет энергию только на ионизацию, радиационные потери ничтожны. Величина этих потерь зависит лишь от плотности среды. Время жизни мюона 2.2 мкс, он распадается на три частицы, одной из которых является электрон (позитрон). При распаде полная энергия мюона передается этим частицам. В итоге электрону достается в среднем 1/3 от полной энергии распавшегося мюона. Электрон, двигаясь в атмосфере, быстро (на дистанции t_0) тратит свою энергию на излучение тормозных квантов. Пусть мюон с полной энергией E_1 рождается в глубине атмосферы, скорость его направлена к земле. Через некоторое время он распадается на расстоянии X от точки рождения. Расстояние X определяется плотностью среды, временем жизни мюона и его скоростью (энергией). В момент распада энергия будет равна E_2 (величину $E_i = E_1 - E_2$ составят ионизационные потери, которые не зависят от энергии мюона), и в среднем $1/3 \cdot E_2$ достанся электрону. Если же на своем пути мюон пройдет облачный слой с электрическим полем, он приобретет дополнительную энергию Δ Е:

$$\Delta E = e \cdot \chi \cdot L \tag{2}$$

где е – заряд электрона, χ – напряженность электрического поля в облаке, L – толщина облачного слоя. Величина ΔE при указанных в работе [6] полях и разумных значениях толщины облаков составляет менее $0.01 \cdot E_2$, так что ΔE мало изменит длину пробега мюона, он распадется около той же точки X. (Опущенные за недостатком места расчеты на основе релятивистских уравнений движения показывают, что мюон с кинетической энергией 200 МэВ при возрастании энергии на dE увеличивает скорость как ~0.035•dE.) При распаде такого мюона достанется электрону также и треть дополнительной энергии ΔE , которая будет затем излучена в виде тормозных квантов. Отметим, что уже мягкие мюоны с кинетической энергией ~200 МэВ производят электроны выше характеристической энергии для воздуха, поэтому ионизационные потери электронов можно не учитывать [4]. Этот механизм переноса и преобразования энергии электрического поля в излучение снимает проблему набора энергии электронами в такой плотной среде, как приземной слой воздуха. Теперь оценим напряженность электрического поля в облаках, необходимую для создания среднего возрастания ГИ, исходя из баланса энергии. Зная размеры ДЗЧ, используемого в составе установки, и его скорость счета, вычислим абсолютный поток заряженных частиц **n** в нижнем слое атмосферы в данном месте. Основную часть его составляют мюоны [4, 5]. Экспериментально измеренные абсолютные значения ДСДИ позволяют вычислить полный поток энергии, вызывающей возрастание. Этот поток при 15 % возрастания составляет $\sigma = 23$ кэB/(см²·с). Среднюю толщину облачного слоя дождевых облаков возьмем L = 600 м [7]. Поскольку выше мы приняли, что дополнительный поток энергии появляется в процессе набора мюонами энергии в электрическом поле облака, то верно:

$$\frac{\sigma}{n} = \frac{1}{3}e \cdot \chi \cdot L \tag{3}$$

откуда легко получается

$$\chi = \frac{3 \cdot \sigma}{n \cdot e \cdot L} \tag{4}$$

Все величины в правой части (4) определены, получаем $\chi \approx 2 \text{ kB/m}$. Множитель 1/3 в (3) учитывает, что в среднем электрону достается треть от приобретенной мюоном энергии. Эта оценка сделана для идеальных условий, в реальных облаках и атмосфере возможно большее значение χ . Показательно, что эта оценка напряженности электрического поля в дождевых облаках близка к значениям, полученным прямыми измерениями (типичное значение 2÷5, порой до 10 кB/м [6]), при этом не превосходит их!

Заключение

Предложен реальный физический механизм, объясняющий возрастания ГИ при осадках. На его основе сделаны оценки напряженности электрического поля в облаке, необходимые для генерации возрастаний с наблюдаемыми амплитудами. Эти оценки находятся в хорошем согласии с экспериментальными измерениями электрических полей в дождевых облаках.

Литература

- 1. Лидванский А.С., Хаердинов Н.С. Динамика космических лучей в электростатическом поле атмосферы и генерация частиц грозовыми облаками // Изв. РАН сер. физ. Т. 71. № 7. С. 1060-1062. 2007.
- 2. Germanenko A. V., Balabin Yu. V., Vashenyuk E. V., Gvozdevsky B.B. High-energy photons connected to atmospheric precipitations // Astrophys. Sp. Sci. Trans. 2011, 7, pp 471-475.
- Gvozdevsky B.B., Balabin Yu.V., Germanenko A.V. Vashenyuk E.V. On the origin of X-ray increases during precipitations // http://galprop.stanford.edu/elibrary/icrc/2011/papers.html#0863
- 4. Гайтлер В. Квантовая теория излучения. М.: ИЛ, 492 с. 1956.

- 5. Хаякава С. Физика космических лучей. Часть 1. М.: Мир, 701 с. 1973.
- Rust W.D. and Trapp R.J. Initial balloon soundings of the electric field in winter nimbostratus clouds in the USA // Geophys. Res. Lett. V. 29. P. 1959-1962. 2002.
- 7. Чалмерс Дж. А. Атмосферное электричество. Л.: Гидрометеоиздат, 420 с. 1974.
- de Mendonça R.R.S., Raulin J.-P., Bertoni F.C.P., Echer E., Makhmutov V.S. and Fernandez G. Long-term and transient time variation of cosmic ray fluxes detected in Argentina by CARPET cosmic ray detector // J. Atmos. Sol.-Terr. Phys. V. 73. P. 1410– 1416. 2011.
- 9. *Гуревич А.В., Зыбин К.П.* Пробой на убегающих электронах и электрические разряды во время грозы // УФН. – Т. 171. – №11. 2001. С. 1177-1199.

Gamma background increase during precipitation: its origin and energy balance

Balabin Yu.V., Germanenko A.V.

Polar Geophysical Institute of RAS, Apatity, Russia

Thunderstorm effect on a muon flux is a well known phenomenon and was observed at many stations. Nevertheless, we were the first to find gamma background increase in the near ground layer of the atmosphere associated with precipitation and observed during all seasons in the Arctic region. This paper presents the results of new experiments on the improved detection system for gamma radiation in Apatity. The system consists of three units measuring radiation coming from the atmosphere: a small and a large scintillation detectors with NaI(Tl)crystals and a charged particle detector on the basis of Geiger-Muller counter. Measurements of gamma radiation differential spectrum in the range of 0.2-5 MeV are continuously carried out by the large scintillation detector and a multichannel pulse-height analyzer. During precipitation (during snowfall in winter or rain in summer) the increase of gamma radiation up to 50% is observed. The increases correspond to differential spectrum change of gamma radiation in the range up to 3 MeV. There is no increase in the charged component at the same time. The results of a series of experiments show, that in the observed gamma background variations, their initial source is muons, generated in the atmosphere from cosmic rays and having high penetrability. Here the muons themselves do not participate in Bremsstrahlung due to their big mass. During precipitation muons get additional energy when passing through cloud electric fields. Via muon decay additional energy is partially transferred to electrons, than via Bremsstrahlung it is converted to electromagnetic form. Energy balance was calculated from the measured additional radiation flux: during gamma background increase the flux increases by 23 keV.cm.squ.s. Such energy flux will be provided when field intensity in a cloud is about 3.6 kV/m. This estimation is in a good agreement with the numerous measurements of the electric field in clouds: 2-5 kV/m.

От гипотезы подземных гроз к моделям взаимосвязи сейсмичности и электромагнитных эффектов

Богомолов Л.М.

Институт морской геологии и геофизики ДВО РАН, Россия

bogomolov@imgg.ru

Протекающие в геосреде токи имеют низкую плотность, так что гипотеза о "подземных грозах" [1], возбуждающих упругие волны, оказалась несостоятельной. По сути, это была разновидность модели взрывного очага землетрясения, ЗЛТ. Тем не менее, она стала первым упоминанием "грозы", что ассоциируется не только с молнией и громом, но и с многостадийными процессами поляризации среды, в которых принимают участие восходящие и нисходящие потоки газов и водяного пара. Аналогичный процесс: дегазация Земли может играть весьма важную роль во всех эффектах геомеханики и геоэлектрики [2], но информации о нем пока недостаточно для построения количественных моделей. К настоящему времени разработано несколько полукачественных моделей механизма влияния электромагнитных (ЭМ) импульсов на неупругое деформирование геосреды (включая сейсмичность). Эти модели указали, что для водонасыщенной среды управляющим параметром может считаться плотность тока, ј, возбуждаемого при ЭМ воздействиях [3,4]. Большое число работ посвящено вопросам возбуждения ЭМ сигналов на разных стадиях сейсмического процесса, и выделение управляющего параметра для прямого механоэлектрического преобразования энергии менее однозначно. Тем не менее, в ряде случаев (включая сейсмоионосферные вариации перед и после землетрясения) роль такого параметра играет массовая скорость v.

С учетом изложенного, представляет интерес рассмотреть электромеханические взаимосвязи в геосреде с общефизических позиций, а именно как передачу импульса от вещества к ЭМ полю (прямое преобразование) и от поля к веществу (обратное преобразование). Предпосылкой для такого подхода является несущественность тепловых эффектов (тепловыделения при трении на контактах блоков, джоулева нагрева и др) в условиях электромагнитных зондирований или формирования ЭМ предвестников в приповерхностных слоях коры. Известно, что передача импульса при любых взаимодействиях (в том числе вещество - ЭМ поле) оказывается эффективной, когда импульсы взаимодействующих объектов сопоставимы друг с другом, подобно случаю столкновения шаров. Попробуем проанализировать, от каких параметров зависит отношение полевой и механической составляющей обобщенного импульса, который описывается формулой:

$$P = (\rho \mathbf{v} - \rho_e \mathbf{A}) \,\delta V \tag{1}$$

где ρ - массовая плотность, ρ_e – плотность заряда, **A** – вектор потенциал ЭМ поля, $\delta \mathbf{V}$ – элемент объема. Для сравнения приводится известная формула для импульса частицы массы **m** с зарядом **e P** = **m v** – **e A**. Для крайне малых скоростей вещественное слагаемое заменяется оператором импульса $\mathbf{P}_1^{\wedge} = -\mathbf{i} \mathbf{h} \nabla$. В выражении (1) подразумевается, что действующее на заряды ρ_e , **e** само создается другими зарядами или токами, во избежание проблем с самодействием. Уже из самой формы записи (1) следует, при каких условиях можно ожидать эффективности электромеханической взаимосвязи- при очень низких скоростях движения (в данном случае деформирования) и при достаточной плотности избыточных зарядов. Одновременное выполнение этих условий соответствует замедлению скорости деформации зоны с наибольшей электрической поляризацией. Для оценки безразмерного отношения $\rho_e \mathbf{A} / \rho \mathbf{v}$ выразим вектор потенциала **A** через параметры источников по формулам электродинамики, [5]. 1) Случай преимущественно электрического воздействия (через электроды, как практически во всех экспериментах [6]). В силу $\mathbf{E} = \partial \mathbf{A} / \partial \mathbf{t}$ с порядковой точностью можно записать $\mathbf{A} \sim \mathbf{E} \, \delta \mathbf{t}$, и отношение равно

$$\mathbf{R}_E = \rho_e \mathbf{E} \delta \mathbf{t} / \rho \mathbf{v} \tag{2}$$

Для оценки величины \mathbf{R}_E , которое действительно может быть реализовано, в правую часть (2) будем подставлять завышенное значение скорости **v** и заниженное значение плотности заряда ρ_e . Известно, что для образцов гранитоидов типовое значение скорости деформации в испытаниях на ползучесть при сжатии менее 0,95 от максимального составляет порядка $\sim 10^{-6}$ 1/с. С учетом размера образцов ~ 0.05 м для скорости **v** можно принять оценку $\sim v \sim 5 \ 10^{-8}$ м/с. Плотность ρ - наиболее известный параметр, ρ $2,2-2,7 \ 10^3 \ {
m kr/m^3}$ Параметры электрических импульсов в экспериментах [6] были ${f E} \sim 1000$ ${\rm B/m}$ (амплитуда при использовании генератора Г5-54), $\delta t \sim 20$ мкс (длительность импульса). Наиболее неопределенный параметр - объемная плотность заряда. Согласно [7], поверхностная плотность заряда в щелочно-галогенных кристаллах с трещинами может достигать (1-3) 10⁻⁴ Кл/м². Если взять для образцов гранита на порядок меньшее значение $\sim 10^{-5}$ Кл/м², то после пересчета на объем получится $\rho_e \sim 3 \ 10^{-4}$ Кл/м³. Подстановка значений всех этих параметров в (2) приводит к следующему результату: \mathbf{R}_{E} $\sim 0.005.$ Любопытно, что отношение \mathbf{R}_E оказалось близким к известному в квантовой электродинамике фактору $e^2/hc \approx 1/137$ – поправке к атомным уровням из-за энергии- импульса электромагнитного поля (обозначения заряда электрона, е, постоянной Планка, h, и скорости света, с стандартные). Обсудим, а может ли отношение \mathbf{R}_E , с которым связывается эффективность ЭМ воздействий, быть еще выше. Формально, \mathbf{R}_E возрастает, с уменьшением скорости. Но предел $\mathbf{v} \to \mathbf{0}$ невозможен силу принципа неопреленности Гайзенберга. Для крайне медленных движений классическое выражение для импульса (1) заменяется операторным. Удобно рассмотреть случай, когда длина волны Де - Бройля сравнима с размером объекта, но намного меньше длины волны ЭМ поля. Тогда поле описывается классически. Для оценки отношения составляющих импульса можно градиент ∇ заменить на 1/L (L - длина), а для потенциала A использовать аппроксимации A $\sim E \, \delta t \sim$ $(\varphi/L) \delta t \sim (Z e/L^2) \delta t$. Здесь Z- зарядовое число источника поля, заменяющее амплитуду. Тогда отношение \mathbf{R}_E примет форму

$$\mathbf{R}_{E,qw} \sim \mathbf{e}\varphi \delta \mathbf{t}/\hbar \sim (\mathbf{e}^2/\hbar \mathbf{c}) \mathbf{Z} (\mathbf{c} \delta \mathbf{t}/\mathbf{L})$$
(3)

которая демонстрирует, что для обычных электромагнитных систем с характерным временем взаимодействия $\delta \mathbf{t} \sim \mathbf{L}/\mathbf{c}$ вклад полевого слагаемого принципиально ограничен. Он должен быть порядка 1/137 относительного вклада механического слагаемого. Можно предположить, переходя от условной простой задачи к геоматериалам, что влияние электромагнитного поля на ход деформирования становится наиболее эффективным, когда скорость ЭМ волны в веществе сильно замедляется.

2) Случай заданного тока. Для воздействий при разрядах МГД-генераторов и обычных электроимпульсных источников именно ток являлся задаваемым параметром [4,6]. Используя известные выражения

$$\mu_0 \mathbf{H} = \mathbf{rot} \ \mathbf{A}, \mathbf{rot} \ \mathbf{H} = \mu_0 \mathbf{j} + \partial(\varepsilon \varepsilon_0 \mathbf{E}) / \partial t \tag{4}$$

где **H** – напряженность магнитного поля, **j**- плотность тока, μ_0 , ε_0 – абсолютные магнитная и диэлектрические проницаемости, ε относительная проницаемость, можно оценить величину **A** в пренебрежении токами смещения как **A** ~ μ_0 **j L**² (фактически это соотношение размерности). После подстановки этой оценки в (1) следующее выражение для отношения импульсов поля и вещества

$$\mathbf{R}_{j} = \rho_{e}\mu_{0}\mathbf{j}\mathbf{L}^{2}/\rho\mathbf{v} \sim \rho_{e}\mu_{0}\mathbf{I}/\rho\mathbf{v},\tag{5}$$

где по размерности введено обозначение полного тока, локализованного в области с размером **L**. Следует отметить, что ток переносится не только избыточными зарядами, так что ρ_e и **j** входят в (5) независимо. Рассмотрим примеры. В экспериментах с водонасыщенными образцами [6] сопротивление между электродами было не менее 10 кОм, так что даже при разрядах индукционного генератора (напряжение порядка 5 кВ) ток не превышал 0,5 А. Если принять значения скорости **v** и плотности заряда ρ_e такими же, как и для сухих образцов (последнее маловероятно, реальное ρ_e должно быть ниже), то из (5) получится $\mathbf{R}_j \sim \mathbf{10}^{-8}$. Столь низкое значение этого отношения указывае на то, что в лабораторных условиях эффект отклика образцов на ЭМ воздействия обусловлен только электрической компонентой, ток через образец не может играть роли.

В случае воздействий при электромагнитных зондированиях земной коры с применением мощных источников, полный ток 600-2000 A [4,6], а для тока, локализованного в некоторой области, где формируется первичный отклик естественно допустить, что I \leq 100 A. Характерная скорость тектонических подвижек ~ 3 см/год, или 10⁻¹⁰ м/с. Если и в этом случае допустить наличие в некоторых зонах избыточных зарядов с плотностью $\rho_e \sim 3 \ 10^{-4} \ \text{Кл/м}^3$ (как для вышерассмотренных случаев), то расчет по формуле (5) приводит к оценочному результату $\mathbf{R}_j \sim \mathbf{10}^{-3}$. Если же использовать для подстановки в (5) значение тока (I=600 A), то \mathbf{R}_j станет близким к фактору \mathbf{R}_E (2) для экспериментов на образцах. Это обстоятельство может отражать, с новых позиций, аналогию откликов на ЭМ воздействия в натурных и полевых условиях.

Один из конкретных механизмов, описывающий прямое и обратное преобразование сейсмоэлектрический (электросейсмический) эффект при смещении проводящего флюида в коллекторах относительно скелетного вещества. Но не исключено, что роль явлений электрокинетики в механизме ЭМ воздействий на среду преувеличивалась. Об этом может свидетельствовать пример "замкнутой" системы [5], в котором электрокинетика не приводит к возникновению градиента давления (вопреки распространенным представлениям). Рассмотрим, следуя [8], особенности электроосмоса. Причина движения – наличие избытка одноименных ионов вблизи твердой поверхности и в стенки в наружной части пристеночного слоя. Электрического поле вынуждает избыточные ионы смещаться. Если ионы, находящиеся непосредственно у стенки и образующие обкладку двойного слоя не перемещаются, возникает перепад давления (рис.1 а). Это случай очень высокой вязкости либо трения о стенки. В геоэлектрике, как правило, принимается модель рис. 1 а. Другой случай реализуется, когда у стенки возникает встречный поток (из-за избытка ионов другого знака, чем с внутренней стороны двойного слоя, рис.1 b при одном и том же направлении поля E). Показанная на рис. 1 b структура течения поясняет, почему в этом случае может не возникать перепада давления по длине капилляра (изменяются только удельные концентрации ионов, как оговорено в [5]).

Альтернативой традиционным моделям электрокинетики может быть новая модель, формулируемая по аналогии с другими средами, содержащими заряженные частицы. И в физике плазмы (случай ионизированных газов) и в микроэлектронике (случай полупроводников с электронно-дырочными носителями зарядов) известен эффект возбуждения колебаний электрическим током. Для плазмы полупроводников известен эффект возбуждения колебаний электрическим током, т.е. акустоэлектронное усиление звуковых волн [9]. Это происходит, если средняя направленная скорость пучка электронов (пропорциональная **j**) больше тепловой скорости ионов. Аналогичный эффект возбуждения ионно - звуковых волн пучком электронов имеет место и в газоразрядной плазме. Ну а влияние колебаний на высвобождение накопленной энергии и трещинообразование в геосреде хорошо известно.



Рис. 1. Схема стационарного течения, вызванного потоком ионов в случае широких капилляров, с возникновением обратного потока у стенки (a), и потока в узких капиллярах (b), когда из-за адсорбции (трении о стенки) движение у стенок исключено

Рассмотрим возможность реализации такого эффекта при зондированиях земной коры мощными импульсами тока от МГД-генераторов или генераторной установки ЭРГУ-600-2. Плотность токов в электролите в поро-трещинном пространстве при зондированиях, заведомо меньше ионного тока насыщения, даже вблизи первичного диполя. При этом средняя токовая скорость всегда меньше звуковой, и, казалось бы, эффект возбуждения волн невозможен. Однако в системах с узкими водозаполненными каналами могут распространяться интерфейсные волны, скорость которых значительно меньше обычного звука [10,11]. Простейшим примером интерфейсных волн является волна Рэлея на поверхности жидкости, скорость распространения которой, $\mathbf{v}_R = (\mathbf{gh})^{1/2}$ может быть весьма малой при тонком слое жидкости, **h** (v_R составляет около 0,1 м/с для слоев с $h \sim 1$ мм). Согласно расчетам [10,11], скорость интерфейсных волн в среде с узким каналом может быть того же порядка или меньше, т.е. несколько см/с. Для таких скоростей вполне возможен эффект "накачки": двигаясь со средней токовой скоростью ионы догоняют "медленную" интерфейсную волну и передают ей часть своей энергии. Проведем численную оценку пороговой плотности тока, j_0 , соответствующей скорости волны $\sim 10^{-2}$ м/с. Для однозарядных ионов при их концентрации n_i в растворе порядка $10^{18} \ 1/M^3$ это значение составляет

$$\mathbf{j}_0 = \mathbf{e} \ \mathbf{n}_i \mathbf{v}_R \sim 2 \cdot 10^{-3} A / \mathbf{M}^2 \tag{6}$$

Такая плотность тока может достигаться при проведении зондирований на Бишкекском геодинамическом полигоне вблизи источника - первичного диполя. Эффекту способствует естественная концентрации инжектируемых в землю токов в каналах с жидкостью, образованных полостями трещин.

Резюме. Продемонстрировано, что для анализа закономерностей реакции среды на электромагнитное воздействие наряду с имеющимися "наиболее правдоподобными" моделями могут также быть полезными и другие подходы. Эти подходы позволили получить некоторые новые результаты (скейлинги для эффективности воздействия ЭМ поля). При общефизическом подходе обоснована целесообразность проведения измерений сейсмоакустической эмиссии на разных расстояниях от источника ЭМ импульсов.

Литература

- 1. Воробьев А.А. Равновесие и преобразование видов энергии в недрах. Томск: Изд-во ТГУ. – 1980. - 211с
- 2. Гуфельд И.Л. Сейсмический процесс. Физико -химические аспекты. Королёв: ЦНИИМаш. 2007. 160 с.
- Зейгарник В.А, Конев Ю.Б., Новиков В.А. Тепловое действие мощного тока на флюидонасыщенные среды. // Триггерные эффекты в геосистемах. / под ред. В.В. Адушкина, Г.Г. Кочаряна. - М: ГЕОС. 2010. - С. 202 - 209.

- Сычев В.Н., Богомолов Л.М., Рыбин А.К., Сычева Н.А. Влияние электромагнитных зондирований Земной коры на сейсмический режим территории Бишкекского геодинамического полигона // Триггерные эффекты в геосистемах. / под ред. В.В. Адушкина, Г.Г. Кочаряна. - М: ГЕОС. – 2010. – С. 316 - 325.
- 5. Ландау Л.Д., Лившиц Е.М. Электродинамика сплошных сред. Т.8. Изд. 2. М.: Наука.1982. - 620 с.
- Богомолов Л.М., Закупин А.С., Сычев В.Н. Электровоздействия на земную кору и вариации слабой сейсмичности. Saarbrucken: Lambert Academic Publishing. 2011. - 410 с. ISBN 978-3-8465-1436-8
- 7. *Финкелъ В.М.* Физические основы торможения разрушения.-М.: Металлургия. 1977. 359 с.
- 8. Григоров О.Н. Электрокинетические явления. Л.: Изд-во ЛГУ. 1973. 196 с.
- 9. *Красильников В.А., Крылов В.В.* Введение в физическую акустику. М.: Наука. 1984. 400 с.
- Виноградов Е.А. Реакция геофлюидных систем на сейсмическое воздействие. Автореф. дис. ... канд. физ.-мат. Наук.- Москва: Ин-т динамики геосфер РАН. 2011. - 24 с
- Ferrazzini V., Aki K. Slow waves trapped in a fluid-filled infinite crack: implication for volcanic tremor // J. Geophys. Res. - 1987. - V.92. - P. 9215-9225.

From hypothesis of undeground discharges towards models of relationship of seismicity and electromagnetic effects

Bogomolov L.M.

Institute of Marine Geology and Geophysics, Russia

Up till now the analysis of mechanisms of occurrence of electromagnetic (EM) anomalies before earthquakes (ionospherical perturbations being involved), and the mechanisms of electromagnetic action (EMA) on the seismicity have been carried out independently from each other. Several models describing energy conversion from mechanical form to electromagnetic one (the physics of precursors), and vise versa were discussed during the 5-th Conference on Solar-Terrestrial Relations and Physics of Earthquake Precursors. The unified approach to the problem of seismic electromagnetic relationship is of interest. This implies the integration of models, describing unilateral nondissipative energy conversions. The fundamental for such approach is the expression for generalized pulse of EM field and substance, the interaction being considered as partial pulse transfer from the substance with charged particles to EM field, or vise versa. On can derive by dimensions method (immediately from the structure of Electrodynamics equation) the frame estimates of limiting value of telluric current density, for which the excitation of acoustic and seismo-acoustic waves is expected. These waves are able to play triggering role for seismic shifts. The values of mass velocities have been also estimated, for which the occurrence of EM anomalies in solid Earth becomes possible. The comparison with the results on ionospherical perturbations, caused by internal gravitational waves or acoustic gravitational waves propagating from the Earth surface though atmosphere, has revealed the following. The order of above evaluation of mass velocity is in agreement with the typical level

of amplitude (~ 10 cm) at cyclic frequency ~ 0.01 1/s. Beside the approach of general Physics, some scenarios of seismoelectric or electromagnetic - seismic effects have been analyzed in the paper as well.

Гидрофонные наблюдения микросейсмической активности на Южных Курильских островах в 2011-2012 гг.

Борисов С.А., Борисов А.С.

Институт морской геологии и геофизики ДВО РАН, Россия

borisov@imgg.ru, borisov_as@imgg.ru

Аннотация

В задачах оценки развития сейсмической обстановки региона важную роль играют комплексные наблюдения за известными возможными признаками подготовки значительного события. Весомую составляющую комплексных наблюдений представляет анализ текущих локальных микроземлетрясений (M3T) в исследуемом регионе [1]. В докладе представлены результаты натурных гидроакустических наблюдений МЗТ на южных Курильских островах с помощью гидрофонных автономных сейсмостанций (ГАСС) в 2011 и 2012 годах. ГАСС устанавливались во внутренних водоемах естественного происхождения на островах: Кунашир, Шикотан и Уруп. Анализ гидроакустических записей с гидрофонной станции показал, что в 2011 и 2012 г.г. на Кунашире и Шикотане, в отличие от 2007-2010 г.г., начала проявляться микросейсмическая активность – за периоды наблюдений зарегистрировано более десяти локальных M3T. Характерной особенностью этих локальных МЗТ является относительно высокая максимальная амплитуда гидроакустических откликов на Р-волны и близкие значения разности времен между вступлениями S-волн и Р-волн. Микрособытия сопровождались генерацией не только объемных продольных и сдвиговых волн, но и заметным возбуждением Рэлеевских волн. Некоторые МЗТ были зарегистрированы одновременно двумя гидрофонными станциями, установленными на западном и восточном побережье о. Шикотан (расстояние между станциями составляло 3 км). Оценка магнитуд M_L зарегистрированных МЗТ дала значения в диапазоне 0...1,82.

Методы и инструментарий

Гидрофонные наблюдения M3T проводились с помощью ГАСС (рис. 1), разработанных и изготовленных в институте морской геологии и геофизики ДВО РАН. Для приема гидроакустических сигналов на всех ГАСС применялись гидрофоны такой же конструкции, как и описанные в работе [2] – с чувствительностью гидрофонов 200 мкВ/Па. Динамический диапазон измерительного тракта ГАСС составлял 90 дБ, а верхняя и нижняя граничная частоты измерений – 500 и 0.1 Гц, соответственно. ГАСС устанавливались на островах Кунашир (озеро "Лагунное"), Шикотан (на территории штольни геофизической обсерватории и в водоемах на восточном и западном побережье острова) и Уруп (водоем на юге острова). Глубина места установки гидрофонов ГАСС на озере "Лагунное" составляла 2 м, в водоемах Шикотана – 1 и 1,5 м, в водоеме на Урупе – 2м.

Наблюдения гидроакустических сигналов на о. Кунашир проводились с помощью гидрофонной станции ГАСС-2 с 24 августа по 20 октября 2011 года. В этот период наблюдений было зарегистрировано два локальных МЗТ. Наблюдения на о. Шикотан проводились в два периода. В первый период, с 11 сентября по 19 ноября 2011 года, станция ГАСС-4 была поставлена в штольне ГФО "Шикотан", в лунке емкостью приблизительно 40 литров с естественным наполнением грунтовой водой. За указанный период наблюдений было зарегистрировано одно локальное МЗТ. Второй период гидрофонных наблюдений на о. Шикотан производился с 23 июня по 30 августа 2012 года. Для регистрации сейсмосигналов использовались две станции – ГАСС-2 и ГАСС-3, расположенные на расстоянии 3 км друг от друга (рис. 2). В течение этого периода наблюдений на о. Шикотан произошло не менее 12 МЗТ. Причем, ГАСС-2, установленной в восточной части Шикотана, были зарегистрированы 4 МЗТ, а в западной части острова, станцией ГАСС-3, – 8 МЗТ. Гидроакустические наблюдения на острове Уруп проводились в период с 28 октября по 6 ноября 2012 года. За этот период гидрофонных наблюдений на о. Уруп МЗТ зарегистрировано не было.



Фактические данные и анализ

На рис. 3 приведены волновая форма и спектрограмма гидрофонной записи одного из гидроакустических сигналов, возбужденных упругими волнами от локальных МЗТ и зарегистрированных в озере "Лагунное" на Кунашире. Время на осциллограммах указано в секундах относительно начала записи, частота дискретизации – 1000 Гц.

Анализ реализаций, полученных на Кунашире, показывает что: 1) сигналы от локальных МЗТ, принимаемые широкополосной гидрофонной станцией, имеют такой же широкополосный спектр (до 100-110 Гц), что и сигналы от слабых региональных землетрясений, описанных в работе [2]; 2) Р- волны локальных МЗТ на Кунашире, в отличие от региональных землетрясений [2], имеют в структурах сигналов высокую относительную максимальную амплитуду; 3) падающие под углом на границы раздела S-волны довольно эффективно трансформируются в продольные волны, заметно возбуждающие гидрофон (например, рис. 3 (а)); 4) задержка времени между приходом максимальных амплитуд Р- и S- волн составляет приблизительно 6 с для МЗТ, представленного на рис. 3 (а, б) и 4 с для второго зарегистрированного МЗТ; 5) упругие объемные волны, генерируемые микроземлетрясения на Кунашире, возбуждают заметные поверхностные воны – волны Рэлея; 6) волны Рэлея имеют более широкополосный спектр – появляются (дополнительно) низкочастотные составляющие – для обоих МЗТ от 0,8 до 1,5 Гц; 7) задержка времени между приходом максимальных амплитуд P- волн и Рэлеевских волн составляет 17 с (для МЗТ на рис. 3) и 14 с для второго МЗТ.

На рис. 4 представлены волновая форма и спектрограмма сигнала, зарегистрированного ГАСС-4 на ГФО "Шикотан". Максимум амплитуды Р-волны этого МЗТ также (как и на Кунашире) превышает все уровни остальной части сейсмического сигнала. Полоса частот сигнала от этого МЗТ более узкая, чем у сигналов от МЗТ на Кунашире и занимает



диапазон около 80 Гц. Задержка времени между приходом максимальных амплитуд Р- и S- волн, Р- и Рэлеевской волной составляет 7 с и 11 с, соответственно.

Второй период гидрофонных наблюдений на о. Шикотан производился с 23 июня по 30 августа 2012 года. Для регистрации одновременно использовались две гидрофонные станции ГАСС-2 и ГАСС-3. На рис. 5 показаны первые, зарегистрированные этими станциями, сейсмоакустические сигналы от одного источника-МЗТ. Как видно из рисунков, формы импульсных сигналов на ГАСС-2 и ГАСС-3 подобны. Время прихода сейсмоакустического сигнала на гидрофонную станцию ГАСС-3 – 05:24:16:320 мс, а на ГАСС-2 – 05:24:17:300 мс, т.е. на ГАСС-3 сейсмоакустический сигнал поступил раньше на 1,02 с. При этом, на гидрофонной станции ГАСС-3 уровни сигнала незначительно превышают таковые на ГАСС-2. Для обеих записей характерно то, что Рэлеевские волны вызвали более существенный отклик гидрофонов, чем Р- и S-волны. Разность времен прихода Рэлеевских волн и P-волн составляет 3 с (рис. 5 (а, б)) и 2,7 с (рис. 5 (с, д)), соответственно. Времена вступления Рэлеевских волн хорошо заметны по низкочастотным составляющим сигналов.

Гидрофонными сейсмостанциями были зарегистрированы еще близкие по временам прихода сейсмоакустические сигналы от M3T. Для этих M3T характерно то, что сигналы, поступившие на ГАСС-2, на порядок меньше по амплитуде от сигналов принятых гидрофонной станцией ГАСС-3, несмотря на небольшую разницу во временах прихода сейсмоакустических сигналов. Сейсмоакустические сигналы, поступившие на гидрофонную станцию ГАСС-2, носят более широкополосный характер. Возможная причина "аномально" низкого уровня сейсмоакустических сигналов от некоторых M3T на гидрофонной станции ГАСС-2 (по сравнению с сигналами от этих же M3T на ГАСС-3) – это наличие тектонических нарушений (разломов) пересекающих трассу распространения сейсмоакустических сигналов на пути от микрособытий к месту установки гидрофонной станции ГАСС-2 и существенно ослабляющих (экранирующих) эти сигналы.

Гидрофонной сейсмостанцией ГАСС-3 были также зарегистрированы МЗТ, которые не были обнаружены ГАСС-2. На спектрограммах сейсмоакустических сигналов от этих МЗТ хорошо виден момент вступления Рэлеевской (низкочастотной) волны.

Для сравнительной характеристики энергий, выделенных при землетрясениях используют понятие магнитуд. Авторам не известны работы, в которых производилось бы вычисление магнитуд МЗТ случающихся на Курильских островах и, тем более, зарегистри-


рованных гидрофонными станциями в условиях небольших внутриостровных водоемов. В работе [2] было отмечено, что вопрос оценок магнитуд слабых (и тем более, микро-) сейсмических событий требует дополнительной проработки и увеличения статистики наблюдений МЗТ. Первые оценки магнитуд МЗТ на Курилах могут быть получены очень приближенно. Так, если воспользоваться известной формулой Брочера Mb=2.3+lg(τ) [3], то, например, для МЗТ, зарегистрированного на Кунашире 10 октября 2011 года, получим магнитуду, равную Mb=3,7. Если воспользоваться формулой M1=1,38ln(τ)-3,63 [4] (с учетом [5],), то получим M1= 1,38ln(30)-3,63=1. Видимо, для магнитуд МЗТ на Курильских островах эта формула дает более близкую оценку энергии микрособытия. Но, так как, существенный вклад в длительность события может вносить реверберация, которая в условиях мелководья сильнее зависит от региональных особенностей геологического строения и от направления прихода сейсмической энергии, то для надежных оценок магнитуд МЗТ, зарегистрированных гидрофонными станциями в водоемах на островах, необходима достаточная статистика зарегистрированных микрособытий (причем, одновременно несколькими станциями), чтобы уточнить численные коэффициенты.

Заключение

В статье представлены результаты гидрофонных наблюдений на Южных Курильских островах. Наблюдения проводились гидрофонными автономными сейсмостанциями в 2011 и 2012 г.г. При проведении наблюдений были зарегистрированы и записаны гидроакустические отклики от локальных МЗТ.

Анализ гидроакустических записей с ГАСС показал, что процессы подготовки МЗ не вызвали заметной геоакустической эмиссии.

В работе установлено также, что частотный спектр акустических сигналов от МЗТ, воспринимаемых гидрофонными станциями, установленными в озере "Лагунное" (о. Кунашир) и на о. Шикотан), носит непрерывный шумоподобный характер в широком диапазоне частот до 70-100Гц. Для МЗТ на Кунашире и Шикотане характерна заметная (гидроакустической аппаратурой) генерация Рэлеевских волн. Магнитуды зарегистрированных МЗТ лежат в диапазоне 0...1,82. Оценочные расстояния от гидрофонных станций (по разности времен прихода S-волн и P- волн) дают основание считать, что наблюденный рой локальных МЗТ на Шикотане, занимает компактную площадь и объем. Тектонические разломы (от сильных событий) могут перекрывать трассы распространения сейсмоакустических сигналов от МЗТ, поэтому при оценках магнитуд МЗТ необходимы данные с двух или более разнесенных в пространстве (на несколько километров) сейсмостанций регистрирующих локальные МЗТ.

Литература

- 1. Моги К. Предсказание землетрясений. М.: Мир. 1988. 382 с.
- Борисов А.С., Борисов С.А., Левин Б.В., Сасорова Е.В. Наблюдения слабых землетрясений гидрофонной станцией на мелководье Южных Курильских островов // Геодинамика и тектонофизика. – 2012. – Т. 3. – Вып. 2. С. 103–113.
- 3. Brocher Th.M. T-phases from the earthquake swarm on the Mid-Atlantic ridge at 31.6 ° N // Mar. Geophys. Res. 1983. V. 6. №1. P. 39–49.
- 4. Левин Б.В., Сасорова Е.В., Борисов С.А., Борисов А.С. Оценка параметров слабых землетрясений и сигналов // Вулканология и сейсмология. 2010. №3. С. 60–70.
- Соловъёв С.Л., Ковачёв С.А. Об определении локальной магнитуды местных землетрясений по наблюдениям донных сейсмографов // Физика Земли. – 1996. – №5. С. 26–30.

Hydrophone monitoring of microseismic activity on the Southern Kuril Islands in 2011-2012

Borisov S.A., Borisov A.S.

Institute of Marine Geology and Geophysics FEB RAS, Russia

The results of the natural hydroacoustic observation of microearthquakes on the Southern Kuril Islands using autonomous hydrophone seismostations are presented. Hydrophone stations were mounted on the Kunashir, Shikotan and Urup Islands. Analysis of the hydroacoustic records showed that microseismic activity become apparent on the Kunashir and Shikotan in 2011 and 2012 as opposed to 2007-2010 and more than ten local microearthquakes were registered during the observation period. Characteristic features of these local microearthquakes are the relatively high peak amplitude of P-waves and close values of time difference between of P- and S-waves appearance. Microearthquakes were registered simultaneously by two hydrophone stations mounted on the east and west coasts of the Shikotan Island (the distance between stations was 3 km). The estimated magnitudes of registered microearthquakes are in range ML = 0-1.82.

Динамо в сферической оболочке, управляемое собственными модами оператора Пуанкаре

Водинчар Г.М.^{1,2}, Фещенко Л.К.^{1,2}

¹ Институт космофизических исследований и распространения радиоволн ДВО РАН,

Россия

² Камчатский государственный университет имени Витуса Беринга gvodinchar@ikir.ru, kruteva_lu@mail.ru

Процесс формирования магнитных полей планет и звезд успешно объясняется теорией гидромагнитного динамо. Разработанные модели конвекции в жидких ядрах планет земного типа, газовых гигантах, конвективных зонах звезд позволяют получать течения, которые могут формировать магнитные поля, близкие по своей топологии к наблюдаемым.

Возможности вычислительных систем не позволяют вести прямое численное моделирование трехмерных задач планетарного динамо на геологических временных масштабах. Отметим, что известные теоремы запрета определяют принципиальную трехмерность задачи динамо. В связи с этим численные модели либо воспроизводят МГД-течения с хорошим разрешением по пространству на относительно небольших временных масштабах, порядка десятков тысяч лет, либо дают возможность просчитывать длительную эволюцию только крупномасштабных пространственных структур. Для моделей первого типа геометрическая структура течений просчитывается в процессе моделирования, а для моделей второго типа геометрическую крупномасштабную структуру конвекции надо изначально задавать.

В рамках второго подхода представляет интерес рассмотрение простейших моделей с "базисными" в некотором смысле геометрическими структурами течений. В качестве важнейшего примера надо назвать классическую систему Лоренца [1], которая сыграла огромную роль в понимании многих свойств конвекции в плоском слое и не потеряла актуальности до настоящего времени. Отметим, что система Лоренца получена именно путем выделения "базисных" течений. В задаче конвекции поле скорости разложено по собственным модам затухания уравнения Навье-Стокса, а температура разложена на моды пространственно согласованные с модами скорости. Далее проведено предельное усечение, сохраняющее нелинейность – одна мода скорости, согласованная с ней температурная мода, еще одна однородная по плоскости температурная мода. Затем стандартная процедура метода Галеркина дает динамическую систему для амплитуд мод – систему Лоренца.

В задачах планетарного динамо рассматривается конвекция во вращающейся сферической оболочке (жидком ядре планеты). Если вращения нет, то собственные моды затухания уравнения Навье-Стокса, т.е. решения спектральной задачи

$$\mu \operatorname{rot} \mathbf{v} + \triangle \operatorname{rot} \mathbf{v} = 0 \tag{1}$$

имеют вид

$$\mathbf{v}_{k,n,m}^{T} = \operatorname{rot}\left(R_{kn}^{T}(r)Y_{n}^{m}(\theta,\varphi)\mathbf{r}\right),$$

$$\mathbf{v}_{k,n,m}^{S} = \operatorname{rotrot}\left(R_{kn}^{S}(r)Y_{n}^{m}(\theta,\varphi)\mathbf{r}\right).$$

(2)

Уравнения на собственные значения μ_{kn}^T и μ_{kn}^S и схема расчета функций $R_{kn}^T(r)$ и $R_{kn}^S(r)$ описаны в [6]. Данная система полей обладает свойствами ортогональности и полноты относительно скалярного произведения

$$\langle \mathbf{p}, \mathbf{q} \rangle = \int \mathbf{p} \mathbf{q} d\mathbf{r},$$
 (3)

где интегрирование ведется по объему оболочки.

Эту базисную систему можно использовать и в случае вращающейся оболочки, но возникает необходимость использования нескольких мод скорости. В противном случае из галеркинской системы выпадают члены, соответствующие кориолисову ускорению. Это связано с тем, что каждая лапласова мода является либо тороидальной, либо полоидальной, а кориолисов снос тороидальной моды возбуждает полоидальные и наоборот. Построение маломодовых моделей геодинамо, основанных на этих разложениях и согласованных с косвенными данными о структуре конвекции описано в работах авторов [2-3].

Чтобы построить модель, содержащую только одну моду скорости необходимо, чтобы она была структурно устойчивой относительно диссипации и вращения одновременно. Такими свойствами обладают собственные колебания вращающейся жидкости.

Известна классическая задача Пуанкаре о собственных колебаниях вращающейся идеальной жидкости [4]

$$i\mu\varepsilon\mathbf{v} + 2\mathbf{k}\times\mathbf{v} + \nabla p = 0,$$

или, в равносильной формулировке,

$$i\mu\varepsilon \operatorname{rot}\mathbf{v} + 2\operatorname{rot}\left(\mathbf{k}\times\mathbf{v}\right) = 0,$$
(4)

где \mathbf{k} – орт оси вращения, ε – число Россби, μ – действительное собственное значение, равное частоте соответствующего колебания. Она замыкается граничными условиями на скорость в виде условия непроницания $\mathbf{nv} = 0$, где \mathbf{n} – нормаль к границе. Для шара, вращающегося вокруг оси, проходящей через его центр, есть точное решение этой задачи. Уже в случае сферической оболочки идеальной жидкости точные решения, по-видимому, неизвестны.

Аналогом этой задачи для вязкой жидкости является спектральная задача

$$\varepsilon \mu \operatorname{rot} \mathbf{v} = \mathbf{E} \bigtriangleup \operatorname{rot} \mathbf{v} - 2\operatorname{rot} \left(\mathbf{k} \times \mathbf{v} \right) = 0, \tag{5}$$

где Е – число Экмана. Собственное значение μ в этой задаче комплексное и определяет частоту и затухание (обусловленное вязкостью) соответствующего колебания. При этом на границе обычно ставят условия прилипания в виде $\mathbf{v} = 0$, либо добавляют к условиям непроницания требование отсутствия касательных напряжений для тангенциальных компонент скорости.

Для случая сферической оболочки задача (5) изучалась в работе [5]. Установлены такие важные важные ее свойства как дискретность спектра, полнота системы собственных функций, получены оценки границ спектра. Однако точное решение этой задачи повидимому неизвестно. Будем называть далее ее решения вязкими модами Пуанкаре.

Ясно, что задачи (4) и (5) можно решать относительно собственного значения $\lambda = \varepsilon \mu$, что соответствует перемасштабированию времени на период вращения оболочки. При этом, если число Экмана мало, то собственные моды задач будут мало отличаться, и действительная часть собственного значения μ в задаче (5) будет близка к нулю.

Ясно, что определяемые сферическим гармониками поля (2) можно хорошо согласовать с разложением по сферическим же гармоникам полей температуры и магнитной индукции в задаче МГД-конвекции. В связи с этим предлагается аппроксимировать поля задачи (5) полями $\mathbf{v}_{k,n,m}^T$ и $\mathbf{v}_{k,n,m}^S$ в метрике скалярного произведения (3).

Отклонение Θ температуры от стационарного в сферическом слое гиперболического профиля раскладываем по собственным полям оператора Лапласа $\Theta_{k,n,n} = R_{kn}(r)Y_n^m(\theta,\phi)$. Магнитное поле также раскладываем по собственным полям оператора Лапласа $\mathbf{B}_{k,n,m}^T =$ rot $(Z_{kn}^T(r)Y_n^m(\theta,\varphi)\mathbf{r})$ и $\mathbf{B}_{k,n,m}^S =$ rotrot $(Z_{kn}^S(r)Y_n^m(\theta,\varphi)\mathbf{r})$.

Рассмотрим теперь схему построения модели динамо, управляемого одной из мод Пуанкаре $\mathbf{v}_1(r, \theta, \varphi)$. Кроме этой моды в модель входят 2 компоненты температуры – одна согласованная со скоростью Θ_1 , другая однородная по сфере $\Theta_2 = R_{10}(r)Y_0^0(\theta, \varphi)$. Магнитное поле представим двумя модами – \mathbf{B}_1 , согласованной со скоростной, и \mathbf{B}_2 , в качестве которой возьмем вертикальную дипольную $\mathbf{B}_{0,1,0}^S$.

Тороидальные компоненты скорости не имеют радиальной составляющей и не влияют на структуру температурной моды Θ_1 . Если в \mathbf{v}_1 полоидальная $\mathbf{v}_{k,n,m}^S$ входит с коэффициентом $\beta_{k,n,m}^S$, то включим в Θ_1 моду $\Theta_{k,n,n}$ с этим же коэффициентом.

Структура уравнения индукции $\frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} = \operatorname{rot}(\mathbf{v} \times \mathbf{B}) + \nu_m \Delta \mathbf{B}$ показывает, что в первом приближении геометрия электрических токов в ядре совпадает с геометрией течений. Поэтому, если в моду скорости входит какая-либо тороидальная (полоидальная) мода, то в магнитную моду \mathbf{B}_1 включаем с тем же коэффициентом аналогичную ей полоидальную (тороидальную). Далее сдвигаем эту магнитную структуру относительно конвективной на некоторый угол ψ по долготе.

Вводя для мод \mathbf{v}_1 , Θ_i , \mathbf{B}_i , амплитуды $\beta_1(t)$, $\alpha_i(t)$, $\gamma_i(t)$, соответственно, методом Галеркина получим динамическую систему для амплитуд

$$\varepsilon A \frac{d\beta_1}{dt} = -EB\beta_1 + \operatorname{Ra}_m C\alpha_1 - L\sin\psi\gamma_1\gamma_2,$$

$$Q_1 \frac{d\alpha_1}{dt} = -F_1\beta_1\alpha_2 + H_1\beta_1 - qS_1\alpha_1, \quad Q_2 \frac{d\alpha_2}{dt} = F_2\beta_1\alpha_1 - qS_2\alpha_2,$$

$$P_1 \frac{d\gamma_1}{dt} = W_1\sin\psi\beta_1\gamma_2 - M_1\gamma_1, \quad P_2 \frac{d\gamma_2}{dt} = W_2\sin\psi\beta_1\gamma_1 - M_2\gamma_2,$$
(6)

где Ra_m – модифицированное число Рэлея, q – число Робертса, а за единицу времени принято характерное время омической диссипации h^2/ν_m , где h – толщина оболочки, ν_m – магнитная вязкость. Большими буквами в этой системе обозначены интегралы по слою от некоторых скалярных комбинаций базисных мод, причем всегда $A, B, Q_i, S_i, P_i, M_i,$ F_1F_2, LW_2, W_1W_2 положительные. При этом предполагаем, что $\sin\psi \neq 0$, т.к. в противном случае нет "зацепления" скорости и магнитного поля.

Выполним в системе замену времени и амплитуд по следующим формулам:

$$t = \frac{Q_1}{qS_1}\tau, \quad \beta_1(t) = qS_1\sqrt{\frac{Q_2}{Q_1F_1F_2}}u_1(\tau), \quad \alpha_1(t) = \frac{qS_1EB}{Ra_mC}\sqrt{\frac{Q_2}{Q_1F_1F_2}}\theta_1(\tau),$$

$$\alpha_2(t) = \frac{qS_1EB}{Ra_mCF_1}\theta_2(\tau), \quad \gamma_1(t) = \frac{qS_1}{Q_1|\sin\psi|}\sqrt{\frac{\varepsilon AP_2}{LW_2}}B_1(\tau),$$

$$\gamma_2(t) = qS_1\text{sgn}(W_2\text{sin}\psi)\sqrt{\frac{W_2Q_2\varepsilon A}{Q_1P_2F_1F_2L}}B_2(\tau)$$
(7)

В новых переменных система примет вид

$$\frac{du_1}{d\tau} = \sigma \left(\theta_1 - u_1\right) - B_1 B_2,$$

$$\frac{d\theta_1}{d\tau} = -u_1 \theta_2 + r u_1 - \theta_1, \quad \frac{d\theta_2}{d\tau} = u_1 \theta_1 - b \theta_2,$$

$$\frac{dB_1}{d\tau} = p u_1 B_2 - c B_1, \quad \frac{dB_2}{d\tau} = u_1 B_1 - f B_2,$$
(8)

где $\sigma = \frac{\mathbf{E}BQ_1}{\varepsilon AqS_1} > 0, \ r = \frac{H_1 \mathbf{Ra}_m C}{qS_1 \mathbf{E}B} > 0, \ b = Q_1/Q_2 > 0, \ p = \frac{W_1 W_2 \sin^2 \psi Q_1 Q_2}{P_1 P_2 F_1 F_2} > 0,$ $c = \frac{M_1 Q_1}{qS_1 P_1} > 0, \ f = \frac{M_2 Q_1}{qS_1 P_2} > 0.$ Видно, что если положить в этой системе $B_1 \equiv B_2 \equiv 0$, то она превращается в систему Лоренца. Если же оставить в ней первое, четвертое и пятое уравнения и считать в первом θ_1 постоянной, то возникает система, похожая на систему двухдискового динамо Рикитаки с трением, когда трение в обоих дисках совпадает [6].

Рассмотрим состояния равновесия, возникающие в этой системе.

Если r < 1, то система имеет только нулевую точку покоя D_0 , причем асимптотически устойчивую. Если $1 < r < 1 + \frac{fc}{pb}$, то к нулевой точке добавляются еще две $D_{1,2} = \left(\pm \sqrt{b(r-1)}; \pm \sqrt{b(r-1)}; r-1; 0; 0\right)$, при этом нулевая точка теряет устойчивость. Если $r > 1 + \frac{fc}{pb}$, то добавляются еще четыре положения равновесия с ненулевыми значениями магнитного поля

$$D_{3-6}\left(\pm\sqrt{\frac{fc}{p}};\pm\frac{rb\sqrt{fcp}}{d};\frac{rfc}{d};\pm(\mp)\sqrt{\frac{\sigma f(rbp-d)}{d}};\pm(\mp)\sqrt{\frac{\sigma c(rbp-d)}{pd}}\right),\tag{9}$$

где d = fc + bp. Отметим, что все точки покоя разбиваются на три группы, постепенно возникающие при росте параметра r, имеющего смысл относительного числа Релея. В пределах каждой группы точки очевидно переходят друг в друга при симметриях системы (8), поэтому топологические свойства таких точек одинаковы. При этом переходы между точками D_3 и D_4 , D_5 и D_6 соответствуют смене знака магнитного поля без смены направления течений, т.е. инверсиям поля.

Система (8) содержит 6 параметров. Можно ожидать, что варьируя их можно получать различные режимы работы динамо. Далее предполагается исследование поведения системы при варьировании параметров и при подстановке в качестве значений параметров реальных физических параметров астрофизических объектов.

Работа выполнена по Программе № 10 Президиума РАН и при поддержке ДВО РАН (проект 10-III-B-07-158) и Минобрнауки России (Программа стратегического развития КамГУ им. Витуса Беринга на 2012-2016 г.г.).

Литература

- Lorenz E.N. Deterministic nonperiodic flow // Journal Atmos. Sci. 1963. V. 20. P. 130-141.
- 2. Водинчар Г.М., Шевцов Б.М. Маломодовая модель конвекции во вращающемся шаровом слое вязкой жидкости // Вычислительные технологии. 2009. Т. 14. № 4. С. 3–15.
- 3. Водинчар Г.М., Крутьева Л.К. Маломодовая модель конвекции во вращающемся шаровом слое вязкой жидкости // Вычислительные технологии. – 2011. – Т. 16. – № 2. – С. 35–44.
- 4. Гринспен Х. Теория вращающихся жидкостей. Л.: Гидрметеоиздат, 1975.
- 5. *Резников Е.Л., Розенкноп Л.М.* О собственных колебаниях вращающейся вязкой жидкости во внешнем ядре Земли // Вопросы геодинамики и сейсмологии (Вычислительная сейсмология. Вып. 30). М.: Геос, 1998. С. 121-132.
- Ershov S. V., Malinetskii G.G., Rusmaikin A.A. A generalized two-disk dynamo model // Geophys. Astrophys. Fluid Dynam. – 1989. – V. 47. – P. 251-277.

Dynamo in a spherical shell, controlled by Poincaré operator eigenmodes

Vodinchar G.M., Feshchenko L.K.

Institute of Cosmophysical Researches and Radio Wave Propagation FEB RAS

In the study of the mechanisms of planetary dynamo, various options for the problem of conducting fluid convection in a rotating spherical shell appear. Application of spectral methods for the solution of these problems raises the question on the choice of the basis to present the fields of velocity, temperature and magnetic field. The paper suggests to apply Poincaré operator eigenmode approximations as the basis for velocity. The geometrical structure of these modes corresponds to free oscillations of ideal rotating fluid and seems to be the most natural from all the considered problems.

In this work the large-scale approximations of Poincaré modes and low-mode models of convection in conducting rotating shells are proposed. The models present velocity as an approximation of one of Poincaré modes by spherical harmonics, the temperature field and magnetic field are specified by spherical harmonics structurally consistent with the velocity. It is shown that dipole magnetic field is generated in this type of modes.

It is shown, that inhomogeneities in the Earth's liquid core density may geometrically correspond to one of Poincaré modes, according to the splitting-functions of its free oscillations.

Исследование взаимосвязи лунно-солнечных приливов с электромагнитным слоем пограничного слоя атмосферы

Грунская Л.В., Ефимов В.А., Рубай Д.В.

Владимирский государственный университет имени А. Г. и Н. Г. Столетовых, Россия grunsk@vlsu.ru

Осуществляется мониторинг электрического и геомагнитного полей на разнесенных в пространстве станциях: физический экспериментальный полигон ВлГУ; станция на оз. Байкал Института солнечно-земной физики СО РАН; станция в п. Паратунка (Камчатка), Институт вулканологии и сейсмологии ДВО РАН; станция в г. Обнинск на базе научно - производственного объединения "Тайфун". Создание многопунктной системы синхронных регистраций электрического и геомагнитного поля пограничного слоя атмосферы с разнесением в пространстве на десятки и сотни километров систем регистрации позволяет исследовать долгопериодические приливные вариации электрического и геомагнитного поля. По результатам мониторинга разнесенных в пространстве станций создаются базы экспериментальных данных.

№	Название ис-	Частота,	Период, ч	N⁰	Название ис-	Частота,	Период, ч
	точника	10^{-5}			точника	10^{-5}	
		Γц				Γц	
1	Прилив Mf	0,089028	312,0117	9	Прилив $2N_2$	1,938951	14,32610
2	Прилив О ₁	1,075921	25,81767	10	Прилив Р ₁	1,154201	24,06667
3	Прилив N ₂	2,195871	12,65000	11	Прилив К ₁	1,160631	23,93334
4	Прилив M_2	2,237136	$12,\!41667$	12	Прилив K_2	2,321262	11,96667
5	Прилив Q_1	1,080148	25,71660	13	Прилив S ₁	$1,\!157407$	24,00000
6	Прилив М ₁	1,116808	24,87240	14	Прилив S_2	2,314814	12,00000
7	Прилив J_1	1,204344	23,06460	15	Прилив S_3	3,472222	8,00000
8	Прилив ОО ₁	1,462806	18,98930	16	Прилив S_4	4,629629	6,00000

Таблица 1. Каталог лунно-солнечных приливов для исследования

Разработан программно - аналитический комплекс для исследования структуры сигналов в спектральной и временной областях, вызванных геофизическими процессами [1-5]. Основная цель в разработке такого комплекса – исследование структуры сигналов в спектральной и временной областях, вызванных геофизическими в электрическом и геомагнитном поле пограничного слоя атмосферы. В исследованиях временных рядов природных явлений достаточно широко используются как метод спектрального анализа так и методы, основанные на представлениях сигналов в базисах собственных векторов ковариационных матриц. Собственные вектора полностью определяются ковариационной матрицей временного ряда и выбранным исследователем интервалом анализа. Собственные вектора образуют ортонормированный базис, каждый из базисных векторов которого определяет свои свойства исследуемого природного объекта. Формальный логический анализ ситуации говорит за то, что если у природного объекта есть некоторые характерные свойства, то они должны быть представлены определенной группой базисных векторов. Поскольку базис собственных векторов определяется в ходе исследования самим временным рядом, а не "произволом" исследователя, есть надежда на то, что в собственных векторах будут "самовыражены" свойства исследуемого объекта [2].

Каждый из собственных векторов вносит свой относительный энергетический вклад в анализируемый временной ряд, который определяется отношением собственного числа этого вектора к сумме всех собственных чисел. Таким образом, анализ структур собственных векторов, несущих информацию о характерных свойствах природного явления, позволяет выявлять признаки этих характерных свойств вне зависимости от энергетического вклада конкретного собственного вектора в исследуемый временной ряд. Примеры результатов исследования лунных приливов с помощью ПАК представлены на рис. 1-4.



Рис. 1. Амплитудные спектры и периодограммы, соответствующие паре собственных векторов, отобранных по критерию максимума коэффициента корреляции с гармоническим сигналом с частотой прилива М1. Компонента Еz электрического поля, ВлГУ, 2003-2012

Отношение сигнал/шум на частотах лунных приливов (отношение максимального значения амплитудного спектра у отобранных собственных векторов к его среднему значению) для компоненты Еz для станций с большим временем мониторинга (полигон ВлГУ, Байкал, Обнинск, Воейково, Верхняя Дуброва, Душети) составляет в среднем 179- 267.

По результатам, полученным с помощью ПАК, отношение сигнал/шум на частотах лунных приливов (отношение максимального значения амплитудного спектра у отобранных собственных векторов к его среднему значению) для компоненты Еz для станций с большим временем мониторинга (полигон ВлГУ, Байкал, Обнинск) составляет в среднем 179- 267.

Работа осуществляется при поддержке гранта РФФИ №11-05-97518, ФЦП 14.В37.21.0668., Государственного Задания 5.2971.2011.

Литература

- 1. Грунская Л.В., Ефимов В.А., Морозов В.Н., Закиров А.А., Рубай Д.В. Исследование электрического и геомагнитного полей инфранизкочастотного диапазона пограничного слоя атмосферы// Монография Изд.: ВлГУ 2012. 200 с.
- 2. Грунская Л.В., Исакевич В.В., Исакевич Д.В., Батин А.С., Ефимов В.А. Разработка программно-аппаратного комплекса для исследования воздействия геофизических и



Рис. 2. Амплитудные спектры и периодограммы, соответствующие паре собственных векторов, отобранных по критерию максимума коэффициента корреляции с гармоническим сигналом с частотой прилива М1. Компонента Н магнитного поля, ВлГУ, 2003-2012



Рис. 3. Амплитудные спектры и периодограммы, соответствующие паре собственных векторов, отобранных по критерию максимума коэффициента корреляции с гармоническим сигналом с частотой прилива N2. Компонента Ег Верхняя Дуброва



Рис. 4. Амплитудные спектры и периодограммы, соответствующие паре собственных векторов, отобранных по критерию максимума коэффициента корреляции с гармоническим сигналом с частотой прилива О1. Компонента Еz электрического поля, Душети, 1967-1980

техногенных факторов на электрическое поле приземного слоя атмосферы. Биомедицинская радиоэлектроника. – №6. – 2008. С. 42-47.

- Исакевич В.В. Функциональные модели целеустремленного поиска признаков природных явлений в собственных векторах ковариационных матриц временных рядов /. В.В. Исакевич, Л.В. Грунская, Д.В. Исакевич, Л.Т. Сушкова, А.С. Батин //Нелинейный мир. Изд. Радиотехника. – 2010. – №10. С.651-657.
- Грунская Л.В. Применение базиса собственных векторов ковариационных матриц для выявления сложнопериодических составляющих временного ряда/ Л.В.Грунская, В.В. Исакевич, Л.Т.Сушкова, А.А. Закиров // Электромагнитные волны и электронные системы. Изд. Радиотехника. 2010. – №10.- С.24-28.
- 5. Исакевич В.В. Исследование структуры сигналов в спектральной и временной областях, вызванных лунно-солнечном приливами, с помощью программно-аналитического комплекса / В.В. Исакевич, Л.В. Грунская, Д.В. Исакевич, Л.Т.. Сушкова // Биомедицинская радиоэлектроника. – 2010. – №7. – С.38-44.

Investigation of the interrelation of moon-solar tides with electromagnetic layer of the atmosphere boundary layer

Grunskaya L. V., Efimov V.A., Rubay D. V.

Vladimir State University, Russia

A system of multichannel synchronous monitoring for electric and geomagnetic fields was developed at spaced stations: physics experimental ground of VISU; station at Baikal Lake of the Institute of Solar-Terrestrial Physics SB RAS; station in Paratunka (Kamchatka), Institute of Volcanology and Seismology FEB RAS; station in Obninsk on the basis of Taifun scientificproduction association. Development of the multi-site system for synchronous registration of electric and geomagnetic field of the atmosphere boundary layer from spaced registration systems allows us to investigate electric field tidal variations. A special software-hardware complex has been created to investigate the structure of signals in spectral and time domains caused by geophysical processes. Signal/noise ratio at the frequencies of moon tides (the ratio of maximum value of amplitude spectrum from the chosen eigenvectors with its average value) for Ez component of the stations with long monitoring time (VISU experimental ground, Baikal, Obninsk, Voeikovo, Verkhnyaya Dubrova, Dusheti) is 179- 267 on the average.

The work is supported by the Russian Federation of Fundamental Research grant 11-05-97518, FTsP 14.B37.21.0668., State Task 5.2971.2011.

О закономерностях распространения деформаций изменения формы в несжимаемой нелинейно-упругой среде

Дудко О.В., Лаптева А.А.

Институт автоматики и процессов управления Дальневосточного отделения РАН, Россия dudko@iacp.dvo.ru, lanastal@mail.ru

Со времен Гука теория деформирования твердого тела базируется на линейной аналитической зависимости напряжений от деформаций, однако хорошо известно, что для подавляющего большинства природных и конструкционных материалов связь между напряжениями и деформациями оказывается нелинейной. Математическая модель изотропного нелинейно-упругого материала, в которой известный закон Гука составляет лишь первые два слагаемых более сложной функции, позволяет изучать качественные особенности возникновения и распространения поверхностей разрывов деформаций – ударных волн. При этом процессы изменения формы и объема оказываются взаимозависимыми, а разрывы деформаций – комбинированными [1, 2]. Если основным объектом исследования являются закономерности распространения по среде сдвиговых деформаций, материал можно считать несжимаемым [3], что существенно упрощает анализ. Но и в этом случае возникающие в среде поверхности разрывов деформаций имеют свойства, не отмечаемые линейной теорией.

Основные модельные соотношения несжимаемой нелинейно-упругой среды

Считаем, что материал в процессе деформирования сохраняет свой объем и допускает только деформации изменения формы. Модельные соотношения запишем в прямоугольной декартовой системе координат, используя эйлеров способ описания движения сплошной среды и предполагая отсутствие массовых сил:

$$\sigma_{ij} = -P\delta_{ij} + \frac{\partial W}{\partial \alpha_{ik}} (\delta_{kj} - 2\alpha_{kj}), \qquad \sigma_{ij,j} = \rho(\dot{v}_i + v_j v_{i,j}),$$

$$2\alpha_{ij} = u_{i,j} + u_{j,i} - u_{k,i} u_{k,j}, \qquad v_i = \dot{u}_i + v_j u_{i,j}.$$
(1)

Здесь u_i, v_i – компоненты векторов перемещений и скорости движения точек среды; α_{ij}, σ_{ij} – компоненты тензоров деформаций Альманси и напряжений Эйлера-Коши соответственно; P – добавочное давление; δ_{ij} – символ Кронеккера; индексом после запятой обозначена частная производная функции по пространственной переменной ($u_{i,j} = \partial u_i / \partial x_j$), точкой – частная производная по времени t. Упругий потенциал W – эмпирическая функция состояния, замыкающая систему модельных соотношений (1). В качестве упругого потенциала $W=W(\alpha_{ij})$ принимаем плотность распределения внутренней энергии при адиабатическом приближении для упругой среды [1, 2]. В этом случае деформирование оказывается изэнтропическим всюду в среде, где деформации непрерывны, и плотность распределения энтропии может изменяться скачком только на поверхностях разрывов деформаций. Полагая упругую среду изотропной, будем считать, что всюду, где деформации непрерывны, функцию W можно разложить в ряд Маклорена в окрестности свободного состояния:

$$W(\alpha_{ij}) = (a - \mu)I_1 + aI_2 + bI_1^2 - \zeta I_1 I_2 - \theta I_1^3 + cI_1^4 + dI_2^2 + \chi I_1^2 I_2 + \dots,$$

$$I_1 = \alpha_{ii}, \qquad I_2 = \alpha_{ij}\alpha_{ji}.$$
(2)

Поскольку в несжимаемой среде всегда выполняются неравенства $I_1 < 0$ и $I_2 > 0$, то знаки перед слагаемыми функции (2) расставлены так, чтобы все постоянные материала μ , a, b, ζ, θ и т.д. были положительными. Коэффициент μ следует отождествлять с модулем сдвига упругой среды, другие постоянные являются упругими модулями более высокого порядка.

Учитывая зависимость (2) в формуле Мурнагана (первом соотношении системы (1)), получаем нелинейную связь между напряжениями и деформациями

$$\sigma_{ij} = -P\delta_{ij} + 2\left\{\mu - (\zeta + 2b)u_{k,k} + \frac{\zeta + 2b}{2}d_{kk} + (\zeta + 2d)e_{ks}e_{sk}\right\}e_{ij} - \left\{\mu - (\zeta + 2b)u_{k,k}\right\}d_{ij} - 4(a - \zeta u_{k,k})e_{is}e_{sj} + 2a(d_{ik}e_{kj} + e_{ik}d_{kj}) + \dots, \\e_{ij} = \frac{1}{2}(u_{i,j} + u_{j,i}), \qquad d_{ij} = u_{k,i}u_{k,j},$$

которая в случае одномерного движения точек среды $(u_i=u_i(x_1,t))$ позволяет записать компоненты тензора напряжений через компоненты градиента перемещений:

$$\sigma_{11} = -P - \sum_{k=1}^{\infty} \beta_k m^k, \qquad \sigma_{i1} = u_{i,1} \sum_{k=0}^{\infty} \gamma_k m^k \qquad (i = 2, 3),$$

$$m = u_{2,1}^2 + u_{3,1}^2.$$
(3)

Коэффициенты γ_k , β_k в (3) полностью определяются упругими постоянными среды ($\gamma_0 = \mu$, $\gamma_1 = a + b + d + \zeta$, ...; $\beta_1 = \mu + a$, ...). Уравнение движения (второе равенство системы (1)) в этом случае приводит к соотношениям

$$P_{,1} - \sum_{k=1}^{\infty} 2k\beta_k m^{2k-1} m_{,1} = 0, \qquad \sigma_{i1,1} = \rho \ddot{u}_i \qquad (i = 2, 3).$$
(4)

Возможные плоскости разрывов деформаций – ударные волны

Обобщенное решение системы модельных соотношений (1)-(2) может иметь сильный разрыв первого рода на некоторой движущейся поверхности $\Sigma(t)$. Возможные скачки деформаций на такой поверхности необходимо связать динамическими условия совместности разрывов

$$[\rho(\upsilon_{j}\nu_{j} - G)] = 0, \qquad [\sigma_{ij}]\nu_{j} = \rho^{+}(\upsilon_{j}^{+}\nu_{j} - G)[\upsilon_{i}],$$

$$\sigma_{ij}^{+}[\upsilon_{i}]\nu_{j} = \rho^{+}(\upsilon_{j}^{+}\nu_{j} - G)\left(\frac{[\upsilon_{i}][\upsilon_{i}]}{2} + [e]\right) - [q_{j}]\nu_{j},$$
(5)

которые являются следствиями законов сохранения массы, импульса и энергии. В (5) квадратными скобками обозначен скачок разрывной функции на поверхности $\Sigma(t)$: $[f] = f^+ - f^-$, где f^+ – значение разрывной величины перед $\Sigma(t)$, f^- – сразу за $\Sigma(t)$; ν_j – компоненты единичной нормали к поверхности разрывов $\Sigma(t)$, направленной в сторону ее продвижения; G – скорость распространения $\Sigma(t)$; q_j – компоненты вектора потока тепла; e – плотность распределения внутренней энергии.

В случае одномерного движения точек среды анализ соотношений (5) позволяет сделать выводы о характере возможных поверхностей сильных разрывов с достаточно ясным механическим смыслом. Привлекая кинематические и геометрические условия совместности разрывов первого порядка [4], из (5) для одномерных плоских ударных волн в несжимаемой упругой среде можно получить:

$$[\sigma_{i1}] = -\rho G[v_i], \quad [v_i] = -G\tau_i, \quad \tau_i = [u_{i,1}] \qquad (i = 2, 3), \\ [\sigma_{11}] = 0, \qquad [v_1] = 0.$$
 (6)

Первое равенство из (6) после подстановки в него зависимостей (3) приводит к соотношениям

$$\tau_i \sum_{k=0}^{\infty} \gamma_k (m^+)^k + (u_{i,1}^+ - \tau_i)[m] \sum_{k=1}^{\infty} \gamma_k \sum_{j=1}^k (-1)^{j-1} C_k^j (m^+)^{k-j} [m]^{j-1} = \rho G^2 \tau_i \qquad (i=2,3).$$
(7)

При известном деформированном состоянии перед плоскостью разрывов $\Sigma(t)$ соотношения (7) представляют собой систему двух уравнений относительно трех неизвестных τ_2 , τ_3 , G. Умножая первое уравнение (при i = 2) на τ_3 , а второе (i = 3) на τ_2 , вычитаем одно из другого и таким образом получаем условие на деформированное состояние перед и сразу за волной $\Sigma(t)$:

$$\left\{\tau_3(u_{2,1}^+ - \tau_2) - \tau_2(u_{3,1}^+ - \tau_3)\right\}[m] = 0.$$
(8)

Выполнение условия (8), которое накладывает ограничения на существование разрывов τ_2 и τ_3 , возможно только в двух случаях. Во-первых, левая часть равенства (8) может обращаться в ноль при $[m] \neq 0$, когда

$$\frac{u_{3,1}^+}{u_{2,1}^+} = \frac{u_{3,1}^-}{u_{2,1}^-} = \frac{\tau_3}{\tau_2}.$$
(9)

Этот случай соответствует ударной волне нагрузки, которая может изменить только интенсивность предварительного сдвига m^+ без изменения его направленности. Плоскость поляризации такой волны полностью определяется предварительными деформациями в среде и не зависит от характера ударного воздействия. С другой стороны, скорость ее распространения, вычисленная из (7), включает в себя скачки деформаций:

$$G_{1} = \left\{ \rho^{-1} \sum_{k=0}^{\infty} \gamma_{k}(m^{+})^{k} + \rho^{-1} \frac{u_{2,1}^{+} - \tau_{2}}{\tau_{2}} [m] \sum_{k=0}^{\infty} \gamma_{k} \sum_{j=1}^{k} (-1)^{j} C_{k}^{j}(m^{+})^{k-j} [m]^{j-1} \right\}^{1/2}.$$
(10)

Вторая возможность выполнения условия (8) связана с равенством [m] = 0. Это означает, что интенсивность предварительного сдвига на такой плоскости разрывов деформаций неизменна, скачкообразно меняется только его направленность. Данную плоскость разрывов называют ударной волной круговой поляризации [5]. Скорость ее продвижения, полученная из (7), полностью определяется предварительными деформациями:

$$G_2 = \left\{ \rho^{-1} \sum_{k=0}^{\infty} \gamma_k (m^+)^k \right\}^{1/2}.$$
 (11)

Сравнение (10) и (11) позволяет следать вывод, что G_1 всегда больше G_2 . Ударная волна круговой поляризации является изэнтропической. Направленность сдвиговых деформаций при переходе через данную поверхность разрывов ориентируется в зависимости от производимого ударного воздействия на граничной плоскости тела.

Кроме условия (8) разрешимости системы уравнений в разрывах (7), в упругой среде имеет место другое ограничение на существование ударной волны – термодинамическое условие совместности разрывов [2]. В рассматриваемом адиабатическом приближении для упругой среды плотность распределения энтропии является кусочно-постоянной функцией, которая может изменяться скачком только на ударных волнах. Требование ее неубывания при переходе через плоскость разрывов в нашем случае сводится к неравенству

$$\sum_{k=2}^{\infty} \sum_{j=3}^{2k} \left(\frac{j}{3} - 1\right) \frac{2k!(-1)^j}{j!(2k-j)!} (u_{2,1}^+)^{2k-j} \tau_2^j \ge 0,$$
(12)

если повернуть систему независимых пространственных координат таким образом, чтобы $u_{2,1}^+ \neq 0, u_{3,1}^+ = 0$ (и, согласно (9), $\tau_2 \neq 0$ и $\tau_3 = 0$).

Неравенство (12) заведомо выполняется, если перед плоскостью разрывов среда недеформирована. Когда сдвиговые деформации перед $\Sigma(t)$ присутствуют, то достаточным условием для выполнения (12) является условие $u_{2,1}^+\tau_2 \leq 0$. Это означает, что возможны только ударные волны, приводящие к развитию имеющихся в среде сдвиговых деформаций. Ударные волны сдвиговой разгрузки термодинамически невозможны. Такое условие является аналогом теоремы Цемплена, не допускающей в газовой динамике существования ударных волн расширения.

Отсутствие скачка напряжений σ_{11} в равенствах (6) служит для вычисления разрыва добавочного гидростатического давления P. Из условия $[\sigma_{11}] = 0$ следует, что ненулевой разрыв [P] возможен только на плоскополяризованной волне нагрузки, распространяющейся со скоростью (10). На ударной волне круговой поляризации скачок функции Pневозможен.

Знание характера и особенностей распространения возможных поверхностей сильных разрывов в несжимаемой нелинейно-упругой среде необходимо для решения краевых задач динамического деформирования, поскольку позволяет еще на стадии их постановки сделать предположения о волновой картине, возникающей при том или ином граничном воздействии. В [6] представлено решение краевой задачи о взаимодействии двух плоских волн нагрузки постоянной интенсивности в несжимаемой упругой среде, основанное на приведенном выше теоретическом анализе свойств одномерных ударных волн.

Литература

- 1. Бленд Д. Нелинейная динамическая теория упругости. М.: Мир. 1972. 183 с.
- 2. *Буренин А.А., Чернышов А.Д.* Ударные волны в изотропном упругом пространстве // ПММ. 1978. Т. 42. № 4. С. 711-717.
- 3. *Буренин А.А.* Об ударном деформировании несжимаемого упругого полупространства // Прикладная механика. – 1985. – Т. 21. – № 5. С. 3-8.
- 4. Быковцев Г.И., Ивлев Д.Д. Теория пластичности. Владивосток: Дальнаука. 1998. 528 с.
- 5. *Куликовский П.Г., Свешникова Е.И.* Нелинейные волны в упругих средах.– М.: Московский лицей. 1998. 412 с.
- Буренин А.А., Дудко О.В., Лаптева А.А. К закономерностям распространения деформаций изменения формы // Сибирский журнал индустриальной математики. – 2011. – Т. XIV. – № 4(48). С. 14-23.

About the regularities of propagation of shift deformations in incompressible nonlinear-elastic media

Dudko O.V., Lapteva A.A.

Institute of Automation and Control Processes FEBRAS, Russia

The relationship between stress and strain is nonlinear for the overwhelming majority of natural and structural materials. This fact is most evident in intensive dynamic deformation of solids and is expressed in the appearance of surfaces of strong breaks – shock waves. In general,

the processes of change in the shape and volume are interdependent, and breaks strains are combined. In the paper the results of a study of ways to propagation of shear deformations in the nonlinear elastic media, which does not allow the volume change, are presented. In the case of flat surfaces of breaks the conditions of occurrence of the two types of shear shock waves (wave of shear load and circularly polarized wave) are indicated, their velocities are calculated, the regularities of changes in the parameters of stress-strain state in the transition of the wave surface are described.

Фазовые траектории системы Рикитаки с трением

Ильин И.А., Нощенко Д.С., Пережогин А.С.

Институт космофизических исследований и распространения радиоволн ДВО РАН,

Россия

d72156@gmail.com

Инверсии магнитного поля могут быть описаны с помощью модели Рикитаки [1,3]. В работе [2] динамика модели рассчитывалась при малых временах. Потапов приводит значения устойчивых и неустойчивых точек в фазовом пространстве.

Модель Рикитаки в безразмерных переменных представляет в следующем виде [?]:

$$\frac{dx_1}{dt} = -\nu x_1 + y_1 \cdot x_2 \tag{1}$$

$$\frac{dx_2}{dt} = -\nu x_2 + y_2 \cdot x_1 \tag{2}$$

$$\frac{dy_1}{dt} = -\sigma_1 y_1 + 1 - x_1 \cdot x_2 \tag{3}$$

$$\frac{dy_2}{dt} = -\sigma_2 y_2 + 1 - x_1 \cdot x_2 \tag{4}$$

В представленной системе 1 переменные x_1, x_2 – безразмерные токи первого и второго диска, y_1, y_2 – безразмерные угловые скорости дисков, σ_1, σ_2 – коэффициенты трения в дисках, ν – омическая диссипация.

Рассмотрим основные динамические режимы системы в зависимости от параметров. Параметры системы σ_1, σ_2, ν являются положительными, поэтому можно показать, что дивергенция векторного поля в четырехмерном пространстве отрицательная. Система Рикитаки является диссипативной.



Рис. 1. Примеры удвоения периода предельного цикла. Фазовый портрет (x_1, x_2, y_1) .

Для численного моделирования установим параметры $\sigma_1 = 0.0090$, $\sigma_2 = 0.0009$. В зависимости от параметра ν получим предельные фазовые траектории при больших временах. При значении $\nu = 0.660$ в системе наблюдает единственный предельный цикл. Плавное изменение параметра ν приводит к тому, что при значении $\nu = 0.709$ в предельном цикле наблюдается удвоение периода. Далее происходит срыв данного режима, и фазовая траектория плотно заполняет ограниченную область в фазовом пространстве (x_1, x_2, y_1) . При достижении значения $\nu = 0.739$ фазовая траектория вновь выходит на предельный цикл с удвоением периода. Продолжая изменять параметр ν можно получить удвоение предельного цикла. В системе Рикитаки наблюдаются устойчивые предельные циклы с периодом кратным 2. Удвоение периода предельного цикла представлено на рис. 1.



Рис. 2. Пример решения системы и фазовый портрет (x_1, x_2, y_1) .



Рис. 3. Решения системы и фазовый портрет (x_1, x_2, y_1) в случае, когда $x_1(0) > 0, x_2(0) < 0$

Особенный режим в динамике системы наблюдается при $\nu = 0.790$, $\sigma_1 = 0.0090$, $\sigma_2 = 0.0009$. Решения и фазовая предельная фазовая траектория приведены на рис. 2. В данном случае динамика системы после хаотического поведения переходит в стационарный режим, где колебания постепенно затухают, и фазовая траектория стремится к одной из устойчивых точек. С точки зрения, описания геомагнитных инверсий подобная динамика системы может описывать суперхроны. То есть хаотический режим переброса магнитного поля сменяется стационарным значением магнитного поля с относительно малыми колебаниями по сравнению с хаотическим режимом.

Заключение

Исследованные динамические режимы системы Рикитаки имеют предельные фазовые траектории, характер которых зависит от омического коэффициента ν . При этом переход от одного предельного состояния к другому происходит через хаотические режимы.

Установлен особенный режим, при котором после хаотического поведения, система переходит в устойчивый режим. Подобный режим может описывать суперхроны в инверсии геомагнитного поля Земли.

Литература

1. *Магницкий Н.А., Сидоров С.В.* Новые методы хаотической динамики. – М.:Едиториал УРСС, 2004. 320 с.

- 2. Потапов В.И. Визуализация фазовых траекторий динамической системы Рикитаки // Нелинейная динамика, 2010, т.6, № 2. С. 255-265.
- 3. *Рикитаки Т.* Электромагнетизм и внутреннее строение Земли. Л.: Недра, 1968. 332 с.

About Rikitaki system for geodynamo modeling

Il'in I.A.¹, Noshchenko D.S.², Perezhogin A.S.¹

¹ Institute of Cosmophysical Researches and Radio Wave Propagation FEB RAS, Russia ² Vitus Bering Kamchatka State University, Russia

We consider the dynamics of Rikitaki system. The examples of the phase trajectories, depending on the coefficients of the system, are discussed. Specified modes of transition to chaos via period doubling are represented.

Observations of airglow and geomagnetic pulsations at Paratunka and Stecolny

Shiokawa K.¹, Nomura R.^{1,3}, Otsuka Y.¹ Nishitani N.¹, Suzuki S.¹, Smirnov S.E.², Shevtsov B.M.², Poddelsky I.²

¹Solar-Terrestrial Environment Laboratory, Nagoya University, Japan

²Institute of Cosmophysical Research and Radiowave Propagation, FEBRAS, Russia

³Institut für Geophysik und extraterrestrische Physik, Technische Universität Braunschweig, Germany

shiokawa@stelab.nagoya-u.ac.jp r.nomura@tu-braunschweig.de otsuka@stelab.nagoya-u.ac.jp nisitani@stelab.nagoya-u.ac.jp shin@stelab.nagoya-u.ac.jp sergey@ikir.kamchatka.ru bshev@ikir.ru podd-igor@yandex.ru

Introduction

We have conducted observations of airglow images and geomagnetic pulsations using two allsky cooled-CCD imagers and two induction magnetometers at Stecolny near Magadan (MGD, 60.05°N, 150.73°E, November 4, 2008-) and Paratunka (PTK, 52.97°N, 158.25°E, August 17, 2007-) in order to measure ionospheric/atmospheric disturbances and geomagnetic pulsations in the longitudes of Far-Eastern Asia. Several results of gravity waves, medium-scale traveling ionospheric disturbances and Pc1 geomagnetic pulsations obtained from these observations has been reported, such as that reported at the previous conference in Shiokawa et al. (2010a). In this paper, we show some results regarding the waveform and polarization characteristics of Pc1 geomagnetic pulsations obtained at MGD, PTK, and two Japanese stations, Moshiri (MSR, 44.4°N, 142.3°E) and Sata (STA, 31.0°N, 130.7°E), based on the results reported by Shiokawa et al. (2010b) and Nomura et al. (2011).



Results

Figure 1 shows the waveforms of the H component of the Pc1 geomagnetic pulsations observed at five ground stations at 1028:00-1030:00 UT on February 27, 2009, as reported by Shiokawa et al. (2010b). The vertical scale at the left of the panel is calculated at the peak sensitivity of each station. Clear sinusoidal Pc1 waves were observed at MGD, PTK, and MSR\null. In the STA data, similar sinusoidal wave signatures with smaller amplitudes can be recognized, although the data contains considerable noise at higher frequencies, indicating attenuation of Pc1 waves during duct propagation in the ionosphere from high to low latitudes. Pc1 pulsations were not observed at Athabasca, (ATH, 54.7N, 246.7E), since ATH is in different longitudes in Canada.

The Pc1 waves observed at MGD, PTK, and MSR constitute packet-like structures with repetition periods of 10-20 s, which are known as pearl structures. Although these Pc1 packets appear nearly simultaneously at MGD, PTK, and MSR, a closer inspection of the data reveals timing differences between these packet structures with a delay of about half a cycle between MGD-PTK and PTK-MSR, indicating propagation of the Pc1 waves from a high-latitude source region to lower latitudes through an ionospheric duct with a phase velocity of 1600-2300 km/s. In Figure 7, we also noticed that the Pc1 packets are slightly modulated as they propagate from MGD to MSR through PTK (e.g., 1028:25 UT and 1029:40 UT). In other words, the packet shapes are somewhat dissimilar at these three stations. This fact suggest modulation of the Pc1 pearl structure during the propagation of the ionospheric duct, or generation of the Pc1 pearl structure itself due to mixture of different waves during the propagation.

The idea of Pc1 pearl structure as the mixture of several waves with different frequencies was further investigated by Nomura et al. (2011). Figure 2 shows another comparison of Pc1 waveforms observed at 1408:00-1410:00UT on November 5, 2007. One can notice that the beginnings of the Pc1 pearl structure at 1408:30 UT and 1409:20 UT were coincident with the time when the polarization angle in Figure 2e changes significantly. This fact is expected if the pearl structure is caused by a superposition of a number of waves with different frequencies as theoretically suggested by Pope (1964). Thus Nomura et al. (2011) proposed that the Pc1 pearl structure observed at low latitudes is a beat generated by the superposition of waves with slightly different frequencies.



Nomura et al. (2011) also found an interesting variation of Pc1 polarization angle depending on frequency. Figure 3 shows two examples of such variations. The angle of polarization ellipse orientation at PTK and MSR gradually decreases from $\sim +40^{\circ}$ to $\sim 0^{\circ}$ as the frequency increases from 0.2 to 0.5 Hz (Figure 3a). The polarization sense at MSR also varies from ~ -0.5 to ~ 0.5 at 1030–1200 UT, but shows no evident monotonic frequency dependence in contrast to the angle behavior. In Figure 3b, the polarization angle variations at PTK and MSR in the band 0.4–1.2 Hz are not regular both in frequency and in time. The variations are not fully random but show patchy structures. The polarization sense also shows patch-like features in frequency and time. Based on these results, Nomura et al. (2011) suggested that spatially distributed Pc1 waves at high latitudes with frequencies depending on longitude or latitude propagate in

the ionospheric duct to cause the frequency dependence of polarization parameters at low latitudes. This suggestion also implies that the Pc1 pearl structures with a repetition period of \sim 5–30 s observed at low latitudes are produced as a beat of these waves with slightly different frequencies.



Concluding Remarks

The measurements by all-sky airglow imagers and induction magnetometers at Far-Eastern Russia and Japan have been continued for more than 5 years. Quick-look plots of data obtained by these instruments are opened at the homepage at http://stdb2.stelab.nagoya-u.ac.jp/omti/ (for imagers) and at http://stdb2.stelab.nagoya-u.ac.jp/magne/ (for magnetometers). These continuous observations will contribute latitudinal difference and propagation of traveling ionospheric disturbances and geomagnetic pulsations. The observation at Stecolny at subauroral latitudes will give a complementary data to the ERG satellite, which will be launched in December 2015 to investigate plasma dynamics in the inner magnetosphere and radiation belts.

Acknowledgments

This work was carried out under an agreement between IKIR and STEL on the international project "Ground and Satellite Measurements of Geospace Environment in the Far Eastern Russia and Japan". This work was supported by Grants-in-Aid for Scientific Research (16403007, 18403011, 19403010, 20244080, and 25247080), the 21th Century COE Program (Dynamics of the Sun-Earth-Life Interactive System, No.~G-4), the Global COE Program of Nagoya University "Quest for Fundamental Principles in the Universe (QFPU) and the Special Funds for Education and Research (Energy Transport Processes in Geospace) from MEXT, Japan.

References

- 1. Shiokawa K., Nomura R., Otsuka Y., Shevtsov B.M. Observations of the ionospheric disturbances and geomagnetic pulsations in the Far-Eastern Russia and Japan, Proceedings of the Fifth International Conference on Solar-Terrestrial Relations and Physics of Earthquakes Precursors, 2010a Paratunka, Kamchatskiy, Russia August 2-7.
- Shiokawa K., Nomura R., Sakaguchi K., Otsuka Y., Hamaguchi Y., Satoh M., Katoh Y., Yamamoto Y., Shevtsov B. M., Smirnov S., Poddelsky I., Connors M. The STEL induction magnetometer network for observation of high-frequency geomagnetic pulsations, Earth Planets Space – 2010b - V. 62 - P. 517-524.
- Nomura R., Shiokawa K., Pilipenko S., Shevtsov B. Frequency-dependent polarization characteristics of Pc1 geomagnetic pulsations observed by multi-point ground stations at low latitudes, J. Geophys. Res. - 2011, - V. 116 - A01204 - doi:10.1029/2010JA015684.
- 4. Pope J. An explanation for the apparent polarization of some geomagnetic micropulsations (pearls), J. Geophys. Res. 1964 V. 69(3) P. 399–405.

Наблюдения за свечением атмосферы и геомагнитными пульсациями в Паратунке и Стекольном

Казуо Шиокава¹, Юичи Отсука¹, Нозому Нишитани¹, Шин Сузуки¹, Смирнов С.Э.², Шевцов Б.М.², Поддельский И.Н.²

 Лаборатория Солнечно-Земной Среды, Университет города Нагоя
 Институт космофизических исследований и распространения радиоволн ДВО РАН, Россия

Мы выполняем наблюдения за свечением атмосферы и геомагнитными пульсациями в Паратунке (52.9N, 158.3E, MLAT=46.0N, с августа 2007) и в Стекольном (60.0N, 150.9E, MLAT=52.2N, с ноября 2008) недалеко от Магадана на Дальнем Востоке России, используя две панорамные охлаждаемые ССД камеры для свечения атмосферы и два индукционных магнитометра с выборкой 64 Гц. В данной презентации мы делаем обзор наших недавних результатов, полученных с помощью этих непрерывных наблюдений. С помощью изображений свечения атмосферы мы наблюдаем гравитационные волны и ионосферные возмущения в районе мезопаузы и в ионосфере на высотах 80-100 км и 200-300 км, соответственно. С помощью изображений свечения ионосферы в Паратунке была получена климатология направления распространения гравитационных волн. Среднемасштабные перемещающиеся в ночное время ионосферные возмущения (MSTIDs) часто наблюдаются в изображениях свечения атмосферы 630 нм. Было выполнено сравнение со скоростями плазмы, наблюдаемыми с помощью радара SuperDARN Hokkaido для того, чтобы понять детали динамики плазмы в MSTIDs. С этих двух станций поступают данные о вариациях угла поляризации геомагнитных пульсаций Pc1 в пределах частотной полосы, которые предполагают пространственное распределение ионосферных источников Pc1 на субавроральных широтах. Пульсации Pc1 вызывают потерю релятивистских электронов в радиационном поясе Земли, таким образом, исследование пульсаций заслуживает внимание для изучения космической погоды.

Особенности геодеформационных процессов осадочных пород на станции Карымшино

Ларионов И.А., Марапулец Ю.В., Мищенко М.А., Солодчук А.А., Шевцов Б.М.

Институт космофизических исследований и распространения радиоволн ДВО РАН, Россия

Камчатский полуостров, один из сейсмически активных районов планеты, является естественным полигоном для изучения геодеформаций, проявляющиеся как результат накопления и сброса напряжений в литосфере. Это естественный процесс, сопровождающий движение и взаимодействие материковых и океанических плит. Актуальность его исследования обусловлена тем, что он играет значительную роль во многих геофизических процессах, которые рассматриваются в сейсмологии, горном деле и т.д. Важным направлением изучения геодеформаций является исследование следствий, возникающих в результате изменений структуры различных слоев земли. Одним из которых, является акустическая эмиссия – возникновение и распространение упругих колебаний при пластических деформациях пород. Поверхностные осадочные породы, характеризующиеся малой прочностью и высокой пластичностью, являются наиболее удобными в изучении, т.к. благодаря этим свойствам даже малое изменение напряжения вызывает появление акустических сигналов.



Рис. 1. Пример регистрации геодеформационного процесса 9 октября 2009 года

Для получения данных о геодеформационном процессе используется лазерный деформограф-интерферометр неравноплечного типа, собранный по схеме интерферометра Майкельсона, разработанный в ТОИ ДВО РАН [1]. Принцип работы лазерных деформографов состоит в том, что при изменении базы деформографа изменяется оптический путь лазерного луча, пробегающего расстояние между двумя точками, составляющее базу прибора, что влечёт за собой изменение фазы волны лазерного излучения вследствие дополнительного фазового набега. Это изменение фазы и является измеряемой величиной. Преимуществом лазерных деформографов перед механическими аналогами является, в первую очередь, исключение механического чувствительного элемента как такового. Прибор установлен на станции "Карымшина" в укрытом от осадков боксе и, с учетом влияния метеовеличин, имеет точность не хуже 10⁻⁷[2]. При пластических деформациях таких порядков и более в осадочных породах возникают эффекты, при которых акустические сигналы генерируются в частотном диапазоне от десятков герц до первых килогерц. В работе [5] приведены оценки расстояния до источников генерации акустических импульсов, поэтому, из-за особенностей их распространения в указанном частотном диапазоне, был разработан и реализован комплекс с применением широкополосных пьезокерамических гидрофонов, установленных в искусственных водоемах в непосредственной близости от деформографа [3,4].

Регистрация геодеформаций приповерхностных осадочных пород (рис.1) производилась с 2007 года, однако она сопровождалась с определенными трудностями, присущими любым измерениям на которые оказывают влияние изменение окружающей среды. Это воздействие возможно учитывать и исключать различными методами при интерпретации данных на малых масштабах времени.

Однако, при анализе данных за весь период наблюдений, пришлось удалять из рассмотрения суточные ряды данных, когда даже на короткий период регистрация прерывалась по каким-либо причинам. В связи с этим в первые два года, период становления измерений, невозможно было получить объективной оценки изменения геодеформаций на годовых масштабах времени. В последующем, количество пропусков в рядах данных существенно снизилось и это позволило частично восстановить картину годового деформационного процесса. На рис. 2а показан пример изменения геодеформаций за период март 2010 - февраль 2012 года.

Из-за большого колебания геодеформаций в годовом масштабе времени, суточные вариации получились сглаженными и для объективной оценки изменения деформационоого процесса были вычислены и построены графики медианных значений и среднеквадратичного отклонения разницы между максимальным и минимальным значением деформаций за сутки, осреднённые в недельном окне (рис. 2б).



Рис. 2. Относительная деформация пород ε (а); медианные значения (пунктирная линия) и СКО (сплошная линия) разницы максимального и минимального значения деформаций за сутки, осредненные в недельном окне (б); акустическое давление P_s в диапазоне 0.6 - 2 кГц (в) за период 03.2010 г. – 02.2012 г.

Одновременно с измерениями геодеформаций производилась регистрация широкополосных акустических сигналов, которые в последующем проходили обработку цифровыми фильтрами и разбивались на частотные поддиапазоны для удобства изучения. Примеры геоакустических сигналов в семи частотных диапазонах в спокойные периоды и возмущенное поведение эмиссии показаны в работах [3-4]. Результаты совместных исследований геоакустической эмиссии и деформаций подтвердили, что возмущенное поведение эмиссии в килогерцовом диапазоне частот наблюдаются при значительном увеличении скорости деформирования, как при сжатии, так и при растяжении приповерхностных пород. На рис. 2в показано акустическое давление, усредненное в суточном окне, в диапазоне 0.6 - 2 кГц. Из-за особенностей регистрации геоакустической эмиссии на станции "Карымшина на этот диапазон оказывается слабое влияние метеорологических факторов, но при этом в нем наиболее ярко проявляются возмущения деформационной природы. Осреднение данных в суточном окне позволило удалить кратковременные возмущения и выявить характерный уровень акустического давления на длительных временных интервалах. Следует отметить, что при выбранном динамическом диапазоне наиболее сильное возмущение геоакустической эмиссии в январе 2012 г. было искажено. Более детально этот период рассмотрен ниже.

Как следует из рис. 2 в течение длительных периодов наблюдаются преимущественные сжатия или растяжения пород, а наибольший интерес представляют две области, в которых происходила смена направления деформаций. На рис. 3 показан период с июля по ноябрь 2010 года, когда в деформационном процессе период преимущественного сжатия меняется на период преимущественного растяжения, а медианные значения и СКО показывают увеличение среднего значения и выброса относительно среднего значения суточных вариаций геодеформаций.



Рис. 3. Относительная деформация пород ε (а); медианные значения (пунктирная линия) и СКО (сплошная линия) разницы максимального и минимального значения деформаций за сутки, осредненные в недельном окне (б); акустическое давление P_s в диапазоне 0.6 - 2 кГц (в) за период июль – ноябрь 2010 г.

На рис. 4 представлен период с октября 2011 года по февраль 2012 года, когда произошла смена направлений деформации и резко увеличилась скорость преимущественного сжатия (рис. 4a), а так же возросла интенсивность деформаций за сутки (рис. 4б). Следует отметить, что такое сильное сжатие за достаточно короткий период времени было зарегистрировано впервые, в этот период выявлено и самое значительное возмущение геоакустической эмиссии.



Рис. 4. Относительная деформация пород ε (а); медианные значения (пунктирная линия) и СКО (сплошная линия) разницы максимального и минимального значения деформаций за сутки, осредненные в недельном окне (б); акустическое давление P_s в диапазоне 0.6 - 2 кГц (в) за период 10.2011 г. – 02.2012 г.

Таким образом, в годовом ходе геодеформационного процесса присутствуют периоды преимущественного сжатия или растяжения пород продолжительностью несколько месяцев. В периоды изменения направления в деформациях, а также при увеличении скорости деформационного процесса возникают возмущения в деформациях и геоакустической эмиссии.

Литература

- Долгих Г.И., Валентин Д.И., Ковалев С.Н., Корень И.А., Овчаренко В.В., Фищенко В.К. Применение лазерных деформографов вертикальной и горизонтальной ориентации в геофизических исследованиях переходных зон // Физика земли. – 2002. – №8. С. 69-73.
- 2. Долгих Г.И., Купцов А.В., Ларионов И.А. и др. Деформационные и акустические предвестники землетрясений. // Доклады АН. 2007. Т.413. №1. С.96-100.

- 3. Купцов А.В., Ларионов И.А., Шевцов Б.М. Особенности геоакустической эмиссии при подготовке камчатских землетрясений. // Вулканология и сейсмология. 2005. №5. С.45-59.
- 4. *Купцов А.В.* Изменение характера геоакустической эмиссии в связи с землетрясением на Камчатке. // Физика Земли. 2005. №10. С. 59-65.
- Марапулец Ю.В., Шевцов Б.М., Ларионов И.А., Мищенко М.А., Щербина А.О., Солодчук А.А. Отклик геоакустической эмиссии на активизацию деформационных процессов при подготовке землетрясений // Тихоокеанская геология. – 2012. – Т. 31. – №6. С. 59-67

Peculiarities of sedimentary rock geodeformation processes at "Karimshina" station

Larionov I.A., Marapulets Yu.V., Mizhchenko M.A., Solodchuk A.A., Shevtsov B.M.

Institute of Cosmophysical Researches and Radio Wave Propagation FEBRAS, Russia

Results of investigation of geodeformation processes, which have been carried out within the Kamchatka peninsular seismo-active region since 2007, are presented. The peculiarity of the experiments is the application of a laser deformograph-interferometer, constructed according to the scheme for Michelson interferometer to register near surface sedimentary rock deformations. Together with deformation measurements, registration of geoacoustic emission was carried out by directed piezoceramic receivers in the frequency range from several hertz to tens of hertz. The paper presents the results of long-term simultaneous deformation-acoustic observations.

Развитие Единой территориально-распределенной информационной системы как основы российской наземной инфраструктуры дистанционного зондирования Земли из космоса

Лошкарёв П.А., Тохиян О.О., Мусиенко В.А., Шишкин А.А. ОАО «НИИ ТП», Россия

В соответствии с «Концепцией развития российской системы дистанционного зондирования Земли на период до 2025 года», главной целью создания российской орбитальной группировки космических средств ДЗЗ (ОГ КС ДЗЗ) является «максимальное удовлетворение потребностей национальной экономики и обеспечение конкурентоспособности в области ДЗЗ». Достижение поставленной цели реализуется в рамках «Федеральной космической программы России на 2006 – 2015 годы» запланированными мероприятиями по разработке перспективных космических средств ДЗЗ (КС ДЗЗ). Актуальность создания ЕТРИС ДЗЗ: межведомственная разобщенность в области ДЗЗ; отсутствие координации ведомств и организаций в процессах получения и распределения данных ДЗЗ; неразвитость системы обмена данными ДЗЗ; несовершенство нормативной базы для поставок материалов ДЗЗ. Единая территориально-распределенная информационная система дистанционного зондирования Земли (ЕТРИС ДЗЗ) представляет собой совокупность содержащейся в базах данных ДЗЗ информации, информационных технологий и технических средств, обеспечивающих её прием и обработку, размещенных в территориально разнесённых центрах и пунктах приема и обработки данных ДЗЗ Федеральных органов исполнительной власти Российской Федерации, органов исполнительной власти субъектов Российской Федерации, а также других организаций, осуществляющих прием и обработку данных ДЗЗ (см.рисунок). ЕТРИС ДЗЗ создается с целью наиболее полного удовлетворения потребителей космической информацией. Эта цель достигается путем создания и внедрения технологий интеграции данных ДЗЗ различных министерств, ведомств и организаций, предоставления доступа для поиска и получения информации по всем архивам и каталогам, зарегистрированным в системе, независимо от их географического расположения, ведомственной принадлежности и внутреннего формата данных. Основой наземной инфраструктуры ЕТРИС ДЗЗ является сеть размещенных на территории России центров, которые оснащаются комплексами приема, обработки, хранения и распространения информации с КА ДЗЗ (НКПОР), объединенных в рамках ЕТРИС ДЗЗ системой обмена данными. - подсистему планирования и управления процессами добывания данных ДЗЗ; - подсистему приёма, регистрации и обработки данных ДЗЗ; - подсистему хранения и распространения данных ДЗЗ; - подсистему обмена данными. Одним из важнейших элементов информационной инфраструктуры ЕТРИС ДЗЗ является единый банк геоданных. Единый банк геоданных ЕТРИС ДЗЗ создан и развивается в виде распределенной информационной системы, объединяющей метаданные федеральных, ведомственных, региональных и других банков геоданных. Единый банк геоданных призван решать следующие задачи: запись, накопление, систематизация, долговременное и оперативное хранение геоданных в базах данных и архивах; формирование и ведение Единого каталога геоданных; автоматизированное формирование и обработка заявок на получение архивных геоданных, заявок на проведение съёмки и обработку данных ДЗЗ; формирование, хранение и обновление растровых непрерывных покрытий поверхности Земли на основе данных ДЗЗ; оперативный доступ пользователей к информационным ресурсам банка в соответствии с правами доступа. В соответствии с российскими нормативными документами и с учётом Директивы Европейского парламента и Совета Европы по созданию инфра-



Рис. 1

структуры пространственной информации ЕС (INSPIRE), при разработке модели описания метаданных в Едином каталоге, а также для решения задачи унификации процесса получения и предоставления метаданных, в НИИ точных приборов был разработан «Профиль метаданных единого банка геоданных на основе стандартов ISO 19115, ISO 19115-2 и ISO 19139». Профиль метаданных позволяет описывать (каталогизировать) такие пространственные данные, как космические и авиационные снимки, электронные карты в различных формах представления, цифровые модели рельефа и матрицы высот, текстовые документы, цифровые и аналоговые видеоматериалы и т. д. Профиль метаданных и примеры его использования опубликованы в геопортале Роскосмоса в разделе «Руководство пользователя» и на сайте НИИ ТП. На сегодняшний день разработан унифицированный протокол передачи метаданных от организаций в Единый каталог, по которому основные поставщики зарубежных данных ДЗЗ (компании Совзонд и Сканэкс) размещают метаданные на своих FTP-серверах в формате XML в соответствии с вышеуказанным Профилем. Разработан унифицированный комплекс архива геоданных. В НЦ ОМЗ он используется для хранения обработанных данных ДЗЗ (начиная с уровня обработки 2 – это снимки, трансформированные в картографическую проекцию и мозаики) и для хранения опорных данных (цифровые модели рельефа, опорные точки, карты). При этом метаданные сохраняются в Едином каталоге.

В региональных центрах он обеспечивает хранение данных ДЗЗ всех уровней обработки по всем космическим аппаратам и опорных данных. При этом метаданные сохраняются в каталоге регионального центра. Технология предусматривает два уровня хранения данных: в дисковых массивах для оперативного доступа и в ленточной библиотеке для долговременного хранения. При этом средства оперативного хранения взаимодействуют со средствами долговременного хранения в сети хранения данных на основе технологии SAN (Storage Area Network), которая обеспечивает скорость передачи данных до 8 Гбит/сек. Для реализации записи и чтения данных из ленточной библиотеки используется интерфейс разработки приложения программного обеспечения IBM Tivoli Storage Manager, которое поддерживает работу с ленточными библиотеками любого уровня от различных производителей. Архитектура и технология функционирования унифицированного комплекса архива позволяет легко масштабировать систему без доработки программного обеспечения. База данных заявок и заданий используется в НЦ ОМЗ и региональных центрах как средство ведения: заявок потребителей и каталога потребителей; технологических заданий на съёмку, обработку и выдачу данных. Важный базовый элемент банка геоданных – это комплекс формирования растровых покрытий. Растровое покрытие - набор космических снимков земной поверхности, охватывающих определённую территорию и подготовленных специальным образом для обеспечения возможности их просмотра в максимальном пространственном разрешении в геопортале. Также практическая актуальность этой продукции обусловлена возможностью подключения растровых покрытий в онлайн режиме в геопорталы и прикладные системы потребителей данных ДЗЗ (как государственных, так и коммерческих), что кардинально увеличивает оперативность доступа к данным ДЗЗ. Это обеспечивается следующим образом: геопортал предоставляет в сети Интернет и в СОД ЕТРИС веб-сервис в соответствии со стандартом WMS OpenGisConsortium, который поддерживается всеми современными геопорталами и геоинформационными системами. В состав Единого банка геоданных входят центральный и региональные банки. Региональные банки уже созданы в европейском и сибирском центрах ФБГУ «НИЦ Планета». В текущем году банк геоданных будет развёрнут в дальневосточном центре ФБГУ «НИЦ Планета» и в региональном центре приёма и обработки данных Роскосмоса в г. Железногорске под г. Красноярском. Предлагается развивать взаимодействия ЕТРИС ДЗЗ и информационных систем РАН по направлениям: Внедрение технологий виртуализации и облачных вычислений в фундаментальных и прикладных исследованиях, проводимых с использованием космической информации ДЗЗ; Интеграция процессов фундаментальных исследований, проводимых с использованием информации из космоса, с технологическими процессами космической съемки; Интеграция информационных ресурсов Роскосмоса и РАН с использованием технологий WMS и WFS; Внедрение единой технологии оперативного и долговременного хранения космической информации ДЗЗ. Создание дополнительных узлов территориально-распределенной информационной системы ДЗЗ; Внедрение согласованных стандартов представления информации ДЗЗ; Организация обмена информационными ресурсами, получаемыми на основе данных ДЗЗ, между организациями Роскосмоса и РАН; Совместные исследования в области информационных технологий, использующих космическую информацию. Уже развивается взаимодействие ЕТРИС ДЗЗ и геоинформационной системы ИКИ РАН на основе сервисно-ориентированных технологий.

Development of a United Geographically-Distributed Information System as the basis of Russia ground infrastructure for Earth remote sensing from space

Loshkarev P.A., Tohkiyan O.O., Musienko V.A., Shishkin A.A.

Open Joint-Stock Company "Research Institute of Precision Instruments", Russia

United Geographycally-Distributed Information System for Earth Remote Sounding (UGDIS ERS) is a complex of ERS database information, information technologies and technical means for its registration and processing and installed at geographycally-distributed centers and sites of ERS data registration and processing of the Russian Federation executive authority federal bodies, Russian Federation subject executive authorities and of other organisations involved in ERS data registration and processing.

UGDS ERS is functionally subdevided into the following subsystems:

- subsystem for planning and controlling of ERS data acquisition processes;

- subsystem for ERS data reception, registration and processing;

- subsystem for ERS data storage and distribution;

- subsystem for data exchange.

One of the most important elements of UGDIS ERS infrastructure is a united geodata bank. The united data bank was created and is being developed as a distributed information system which unites the data of federal, departmental, regional and other geodata banks.

The united geodata bank is to solve the following tasks:

record, acquisition, systematization, long-term and operative storage of geodata in data bases and archives;

formation of a United geodata catalogue;

automatic formation and processing of requests to get geodata archives, requests to carry out survey and RES data processing;

formation, storage and update of raster continuous cover of the Earth surface on the basis of RES data;

operative access for the users to the data resources of the bank according to access rights.

During the development of the model for metadata description in the United catalogue as well as to solve the tasks of unification of metadata acquisition and presentation, ?Metadata profile of the United geodata bank on the basis of ISO-19115, ISO-19115-2 and ISO-19139 standards was developed in the Research Institute of Precision Instruments.

The United geodata bank includes central and regional banks. Proposals to organize cooperation of UGDIS ERS and RAS information systems have been formulated. Cooperation of UGDIS ERS and IKI RAS geoinformation system is already developing on the basis of service-oriented technologies.

DP2 type electric field fluctuations observed by FM-CW HF radar network

Shinohara M.¹, Ikeda A.¹, Yoshikawa A.², Bychkov V.V.³, Shevtsov B.M.³, Yumoto K.⁴, MAGDAS/CPMN Group

¹ Kagoshima National College of Technology, Kirishima, Kagoshima, Japan
 ² International Center for Space Weather Science and Education, Kyushu University, Japan
 ³ Institute of Cosmophysical Research and Radiowaves Propagation FEB RAS, Russia

shino@kagoshima-ct.ac.jp

DP2 type geomagnetic fluctuations are characterized by quasi-periodic variations with time scales of about 30 minutes to several hours, and appear coherently in high latitudes and the dayside dip equator [Nishida, 1968a]. Southward turnings of the interplanetary magnetic field are main cause of DP2 fluctuations [Nishida, 1968a, Sibeck et al., 1998]. Therefore, DP2 type geomagnetic fluctuations are associated with field aligned currents between the magnetosphere and the polar ionosphere. Field aligned currents impose a dawn-to-dusk and/or a dusk-to-dawn electric fields on the polar ionosphere. These electric fields penetrate instantaneously to the middle, low, and equatorial ionosphere and cause east-west electric field fluctuations in both the dayside and the nightside ionosphere. It shows an energy transfer process from the magnetosphere to the low-latitude ionosphere through the polar region.

In order to observe ionospheric electric field variations even in the nighttime, the direct observation of the ionosphere by the HF radar is needed. The FM-CW (Frequency Modulated Continuous Wave) HF radar chain has been developed along the 210 magnetic m



Рис. 1. FM-CW HF radars are located at the mid-latitude station PTK, Russia, the low latitude station SAS, Japan, and the near equatorial station MNL, Philippine. Geomagnetic latitude are 46, 26, and 6 degrees, respectively

eridian (Figure 1). Our first radar was installed at Sasaguri (Geomagnetic Latitude = 26), Japan in 2002. The second radar was installed at Paratunka (Geomagnetic Latitude = 46), Kamchatka, Russia in 2006. And the third radar was installed at Manila (Geomagnetic Latitude = 6), Philippine in 2009. The MAGDAS FM-CW radar network covered widely from 6 to 46 degrees geomagnetic latitudes. In September, 2013, the forth radar will be installed at the equatorial station Ancon (Geomagnetic Latitude = 1), Peru. This new station and current radar stations are located in opposite hemispheres.

The FM-CW HF radar is a kind of the ionosonde. The radar transmits high frequency wave to the ionosphere and observes the Doppler shift of the received wave frequency which is reflected by the F region ionosphere (Figure 2). The magnitude of the Doppler shift of the received wave frequency corresponds to the vertical drift velocity of the reflecting layer in the ionosphere. The ionospheric plasma is moving by the E x B drift, where B is the local ambient magnetic field. The east-west electric field becomes a possible source of the vertical drift of the ionospheric plasma in the low latitude ionosphere. According to this feature of the low latitude ionosphere, the FM-CW HF radar can observe east-west electric field fluctuations.

Our FM-CW HF radar observes ionospheric fluctuations continuously. Observed data is processed automatically at the observation station. Processed data is sent in real time to the data server of International Center for Space Weather Science and Education, Kyushu University through the internet. Detailed information of the radar network is shown on the ICSWSE web page at the following address.

http://denji102.geo.kyushu-u.ac.jp/radar/radar.html

As the first example of observational results of FM-CW radar, DP2 events occurred on April 1, 2007 are shown in Figure 3. The FM-CW radar at Sasaguri station was not in operation during this period. Then the electric field data observed by the Paratunka radar is only shown in this figure. DP2 type magnetic fluctuations were observed learly in the H component of magnetic data at the dip equator station Ancon (ANC), Peru in the dayside hemisphere during this period. The amplitude enhancement of DP2 fluctuations was also seen at ANC. The positive intensification of DP2 fluctuations at ANC implies that the eastward electric field is imposed into the dayside equatorial ionosphere. DP2 type fluctuations of the electric field in the F region ionosphere were observed by the FM-CW radar at PTK located in the nightside. Peak to peak amplitudes of electric field fluctuations were about 4 mV/m.



Рис. 2. The FM-CW HF radar observes the vertical drift velocity of the reflecting layer in the ionosphere by using the Doppler shift of the received wave frequency. When the eastward electric field is imposed in the ionosphere, ionospheric plasma moves north upward by E x B drift. It causes upward motion of the ionosphere

DP2 fluctuations of magnetic H component at dayside equator ANC and westward electric field at nightside mid latitudes PTK were well correlated. It seems that the dawn to dusk electric field was imposed at both dayside equator and nightside mid latitudes.

Amplitude of magnetic fluctuations observed at ANC and electric field fluctuations observed at PTK were compared. For example, observed amplitudes of the DP2 fluctuation around 1400 in Figure 3 are 33nT at ANC, and 5.0 mV/m at PTK, respectively. Figure 4 shows the scatter plot of DP2 amplitudes of the ionospheric electric field at PTK in the nightside and those of magnetic field variation at ANC in the dayside. 32 DP2 events were observed both at ANC and PTK simultaneously, by using observed data from 2006 to 2008. Mean amplitude ratio of the electric field fluctuations at PTK is 0.107 mV/m to 1.0 nT of magnetic amplitude at ANC.



Рис. 3. The magnetic H component at ANC, and the westward ionospheric electric field at PTK. DP2 type fluctuations were coherently seen



Рис. 4. Scatter plot of DP2 amplitude at PTK in the nightside and those at ANC in the dayside
Similar DP2 type fluctuations of the westward electric field in the F region ionosphere and the magnetic field H component on the ground were observed at the low latitude station Sasaguri (SAS, geomagnetic latitude = 26 degrees) and at the equatorial station ANC, respectively, on May 6, 2003 (Figure 5). SAS and ANC were located in the nightside and the dayside, respectively, during this period. Peak to peak amplitudes of electric field fluctuations at SAS are about 2 mV/m in this event. As the previous event, DP2 fluctuations of the magnetic H component at dayside equator ANC and the westward electric field at nightside low latitudes were well correlated.

Amplitudes of magnetic fluctuations observed at ANC and electric field fluctuations observed at SAS were compared. For example, observed amplitudes of DP2 fluctuations around 1800 in Figure 5 are 69 nT at ANC, and 2.9 mV/m at SAS, respectively. Figure 6 shows the scatter plot of DP2 amplitudes at SAS in the nightside and those at ANC in the dayside. 6 DP2 events were observed both at ANC and SAS simultaneously, by using observed data from 2003 to 2005 and 2007 to 2008. Due to smaller amplitude of electric field fluctuations at SAS, the number of detectable DP2 events in this station pair became small. It is not enough to discuss statistically the amplitude ratio between SAS and ANC. However, mean amplitude ratio of the electric field fluctuations at SAS is estimated from these data about 0.030 mV/m to 1.0 nT of magnetic amplitude at ANC. It seems that the amplitude of electric field fluctuations at SAS is smaller than those at PTK.



Рис. 5. The magnetic H component at ANC, and the westward ionospheric electric field at SAS. DP2 type fluctuations were coherently seen

DP2 fluctuations were observed and were statistically analyzed by using the FM-CW radar data at PTK and SAS stations and the magnetic data observed ANC by the MAGDAS/CPMN network. The amplitude ratio of DP2 type electric field fluctuations in the nightside observed by the FM-CW radar at PTK and SAS to magnetic field fluctuations observed at the dayside equator ANC are 0.107 mV/m nT and 0.030 mV/m nT, respectively. The amplitude of DP 2 electric field fluctuations decreased with decreasing latitude in the nightside ionosphere. From these observed events, amplitude ratio of electric field fluctuations in the ionosphere at 26 degrees geomagnetic latitude to those at 46 degrees was estimated about 0.28. This ratio means the attenuation of the electric field from 46 $^{\circ}$ to 24 $^{\circ}$ geomagnetic latitude in the nightside.

Kikuchi et al. [1978] estimated the geometrical attenuation of penetration electric field from polar region to the equator with decreasing latitude. Our observational result of attenuation of DP2 electric field amplitude in the nightside is comparable to their result.



Рис. 6. Scatter plot of DP2 amplitude at SAS in the nightside and those at ANC in the dayside



Рис. 7. The amplitude ratio of DP2 fluctuations between PTK and ANC and that between SAS and ANC were shown as a function of geomagnetic latitude

References

- 1. Kikuchi T., T. Araki, H. Maeda, K. Maekawa Transmission of polar electric fields to the equator, Nature, 273, 650-651, 1978.
- 2. Nishida A. Geomagnetic DP2 fluctuations and associated magnetospheric phenomena, J. Geophys. Res., 73, 1795-1803, 1968a.
- 3. Nishida A. Coherence of geomagnetic DP2 fluctuations with interplanetary magnetic field variations, J. Geophys. Res., 73, 5549-5559, 1968b.
- 4. Sibeck D.G., K. Takahashi, K. Yumoto, G.D. Reeves Concerning the origin of signatures in dayside equatorial ground magnetograms, J. Geophys. Res., 103, 6763-6769, 1998.

Флуктуации электрического поля DP2, наблюдаемые с помощью сети BЧ радаров FM-CW

Манабу Шинохара¹, Акихиро Икеда¹, Акимаса Йошикава², Бычков В.В.³, Шевцов Б.М.³, Кийохуми Юмото², Группа MAGDAS/CPMN⁰

 ¹ Национальный Коледж Технологий префектуры Кагошима, Япония
² Международный Центр Наук о Космической Погоде и Образования, Университет Кюшу, Япония
³ Институт космофизических исследований и распространения радиоволн ДВО РАН,

Институт космофизических исследований и распространения радиоволн ДВО РАН, Россия

Геомагнитные колебания DP2 связаны с выровненными по полю токами между магнитосферой и полярной ионосферой. Выровненные по полю токи налагают электрические поля рассвет-закат и/или закат-рассвет на полярную ионосферу. Эти электрические поля мгновенно проникают в среднюю, нижнюю и экваториальную ионосферу и вызывают колебания электрического поля восток-запад как на ночной, так и на дневной стороне ионосферы. Это указывает на процесс переноса энергии из магнитосферы в низко-широтную ионосферу через полярную область.

Для того, чтобы наблюдать проникновение колебаний электрического поля в ионосфере, была разработана сеть ВЧ радаров FM-CW (частотно-модулированной непрерывной волны) вдоль 210 магнитного меридиана. Наш первый радар был установлен в Сасагури (Геомагнитная Широта = 26), Япония, в 2002 г. Второй радар был установлен в Паратунке (Геомагнитная Широта = 46), Камчатка, Россия, в 2006 г. А третий радар был установлен в Манила (Геомагнитная Широта = 6), Филиппины, в 2009 г. Сеть радаров MAGDAS FM-CW широко охватила геомагнитные широты от 6 до 46 градусов.

ВЧ радар FM-CW - это вид ионозонда. Радар передает волну высокой частоты в ионосферу и регистрирует доплеровское смещение принимаемой частоты волны, которая отражается от F области ионосферы. Магнитуда доплеровского смещения принимаемой частоты волны соответствует скорости вертикального сдвига отражающего слоя в ионосфере. Ионосферная плазма движется дрейфом E x B, где B - это местное огибающее магнитное поле. Электрическое поле восток-запад становится возможным источником вертикального смещения ионосферной плазмы в низко-широтной ионосфере. Согласно этой особенности низко-широтной ионосферы, BЧ радар FM-CW HF может регистрировать колебания электрического поля восток-запад.

Колебания DP2 были зарегистрированы и статистически проанализированы с помощью данных радара на станциях PTK и SAS и магнитных данных, зарегистрированных с помощью сети MAGDAS/CPMN. Соотношение амплитуды колебаний электрического поля DP2 на ночной стороне, наблюдаемых с помощью радара в PTK и SAS к колебаниям магнитного поля, наблюдаемых на дневной стороне экватора, составляет 0,107 мB/м/нT и 0,030 мB/м/нT, соответственно. Амплитуда колебаний электрического поля DP 2 уменьшалась с уменьшением широты на ночной стороне ионосферы. В наблюдаемых событиях соотношение амплитуды колебаний электрического поля на 26 градусах геомагнитной широты к колебаниям на 46 градусах составило примерно 1/4.

Метод анализа геомагнитных данных на основе совмещения вейвлет-преобразования с радиальными нейронными сетями

Мандрикова О.В.^{1,2} , Жижикина Е.А.²

¹Институт космофизических исследований и распространения радиоволн ДВО РАН, Россия

² Камчатский государственный технический университет, Россия

Введение

Работа направлена на разработку средств анализа параметров магнитного поля Земли, выделения геомагнитных возмущений и оценки характеристик поля по данным наземных обсерваторий с применением методов искусственного интеллекта и вейвлет-анализа. Авторами предложен метод анализа вариаций магнитного поля Земли (на примере Hкомпоненты), основанный на совмещении кратномасштабного анализа [1] с радиальными нейронными сетями [2], позволяющий определить составляющие вариаций поля, характеризующие степень его возмущенности, изучить их структуру, выполнить классификацию признаков данных и оценить состояние поля. На основе разнесения в вейвлет-пространстве признаков данных выполняется оценка и анализ статистических характеристик процесса, и выделяются информативные признаки. Полученные признаки определяют радиальный слой сети, выполняющей оценку степени возмущенности поля на основе принадлежности признака к классу.

Метод дает возможность изучать тонкие особенности структуры геомагнитных данных и может быть реализован в виде автоматического программного средства оперативной оценки состояния магнитного поля Земли. Апробация метода, выполненная на данных станции "Паратунка" (Камчатский край), подтвердила его эффективность и позволила выделить в вариациях поля классификационные признаки, характеризующие степень возмущенности поля.

Описание метода

На основе кратномасштабных разложений до уровня m = 6 получено следующее представление данных [1]:

$$f_0(t) = \sum_{j=-1}^{-m} g\left[2^j t\right] + f\left[2^{-m} t\right], \, \mathrm{где}g\left[2^j t\right] \in W_j, \, f\left[2^{-m} t\right] \in V_{-m}$$
(1)

где W_{j} - пространство с разрешением j, порожденное вейвлет-базисом $\Psi_{j,n}(t) = 2^{j/2} \Psi(2^{j}t - n);$ компоненты $g[2^{j}t] = \sum_{n} d_{j,n} \Psi_{j,n}(t)$, где $d_{j,n} = \langle f, \Psi_{j,n} \rangle$, являются детализирующими компонентами, характеризуют локальные свойства данных; компонента $f[2^{-m}t] = \sum_{k} c_{-m,k} \phi_{-m,k}(t),$ $c_{-m,k} = \langle f, \phi_{-m,k} \rangle$ является аппроксимирующей составляющей, описывает характерный ход вариации геомагнитного поля [3, 4]. Уровень разложения m = 6 определялся статистически и основывался на результатах работ [3,4].

В соответствии с архитектурой радиальных нейронных сетей [2], они имеют два скрытых слоя: радиальный слой, который составляют нейроны, содержащие признаки классов,

и линейный слой, определяющий принадлежность входного образа к классу. В работе рассматривались два класса – "спокойный" класс К1 и "возмущенный" класс К2. Спокойный класс соответствует спокойному состоянию магнитного поля, возмущенный – состоянию поля в периоды магнитных бурь. На основе сети решалась задача разделения входных образов на "спокойные" и "возмущенные". Структура сети представлена на рис.1. Сеть выполняет следующее преобразование входных векторов:

- В радиальном слое выполняется оценка состояния каждого нейрона на основе функции взвешивания ||P-W||*b, где P вектор входа, W вектор весов нейрона, содержит признаки класса, b параметр смещения, позволяет корректировать чувствительность нейрона. Значением функции взвешивания является расстояния между входным вектором и вектором весов нейрона, содержащим признак класса, которому данный нейрон принадлежит.
- 2. На основе активационной функции каждого нейрона радиального слоя $\exp -(||p-w||b)^2$
- 3. выполняется оценка меры близости входного вектора и признака класса, которому данный нейрон принадлежит.
- В линейном слое выполняется суммирование значений выходов нейронов второго слоя, результатом которого является оценочное значение функции плотности вероятности класса К.

В работах [3,4] показано, что полученные на основе отображения (1) детализирующие компоненты $g[2^{j}t] = \sum_{n} d_{j,n} \Psi_{j,n}(t)$ содержатся разномасштабные колебания и характеризуют возмущенность геомагнитного поля. Поэтому данные компоненты использовались для формирования признаков классов радиального слоя сети. Создание радиального слоя сети выполнялось следующим образом: для нейронов класса K1, использовались компоненты спокойных вариаций поля, а для нейронов класса K2 использовались компоненты возмущенных вариаций поля.

Так как абсолютные значения вейвлет-коэффициентов $|d_{j,n}|$ являются мерой возмущенности поля [3,4], оценивались распределения функций

 $z_{j}^{i}(t) = \left|d_{j,n}^{i}(t)\right|, i = 1, 2$, где индекс i = 1 соответствует спокойным вариациям поля, индекс i = 2 соответствует возмущенным вариациям поля.

По полученным распределениям функций z_j^1 и z_j^2 определялись информативные компоненты вариаций поля, характеризующие его возмущенность. Правило выделения информативных компонент следующее:

если
$$\exists n : z_j^2(t) > T_j$$
, где $T_j = \max_n z_j^1$, (2)

то компонента $g[2^{j}t]$ является *информативной*. За меру информативности компоненты принято количество значений n, для которых выполняется данное правило.

Результаты экспериментов

В процессе экспериментов обработаны магнитные данные за 2002 год. Было проанализировано по 37 спокойных и 37 возмущенных суточных вариаций магнитного поля. В качестве базисных вейвлет-функций использовались ортонормированные вейвлеты семейства Добеши и семейства Койфлеты.

На рис.2,3 представлены распределения функций z_j^1 и z_j^2 для j = -1 и j = -6. Пунктирной линией отмечены значения T_{-1} и T_{-6} (см. правило (2)). Анализ распределений



Рис. 1. Структура радиальной нейронной сети: r_q^s – нейрон радиального базисного слоя, s – номер класса, q – номер признака класса

показывает, что компонента с разрешением j = -6 являются более информативной, чем компонента с разрешением j = -1. Статистика показала, что при уменьшении разрешения информативность компонент возрастает. В таблице 1, в качестве примера, показаны результаты оценки информативности компонент, полученных с использованием вейвлета Добеши 3-го порядка.



Рис. 2. Распределения функций z_j^1 и z_j^2 для j = -1 (верхний индекс 1- серый цвет, верхний индекс 2 - черный цвет)

На основе описанного выше метода были построены нейронные сети для детализирующих компонент $g[2^{j}t] = \sum_{n} d_{j,n} \Psi_{j,n}(t), j = \overline{-1, -6}$. Радиальный слой каждой сети состоит из 10 нейронов (5 признаков для каждого класса). Линейный слой состоит из 2-х нейронов, так как сеть осуществляет классификацию данных на два класса – "спокойный" класс К1 и "возмущенный" класс К2.

На рис.4, 5, в качестве примеров, показаны результаты решения задачи классификации детализирующих компонент 4-го и 6-го уровней разложения, полученных с помощью вейвлетов Добеши 3-го порядка. Анализ рис.4, 5 подтверждает эффективность предлагаемого метода и показывает, что сеть правильно выполнила разнесение признаков данных и определила состояние магнитного поля.



Рис. 3. Распределения функций z_j^1
и z_j^2 для j=-6 (верхний индекс 1- серый цвет, верхний индекс 2 - черный цвет)

Таблица 1. Результаты оценки информативности компонент

Разрешение <i>ј</i>	-1	-2	-3	-4	-5	-6
T_j	28	28	44	20	24	28
Информативность	0,003743	0,022336	0,058754	2,472685	8,052951	21,22122
компоненты, %						

Вывод

На основе предложенного в работе метода выделены информативные компоненты вариаций геомагнитного поля, характеризующие его возмущенность, и созданы нейросетевые программные системы по анализу и классификации геомагнитных данных. Системы позволяют в автоматическом режиме выполнить оценку состояния геомагнитного поля.



Рис. 4. Результаты классификации магнитных данных (Н-компонента) за 2002 год с помощью нейронной сети (детализирующие компоненты 4-го уровня разложения): - спокойные вариации, - возмущенные вариации

Литература

- 1. Stephane Mallat A Wavelet tour of signal processing. Пер. с английского, М.: Мир, 2005.
- 2. *Медведев В.С, Потемкин В.Г.* Нейронные сети. Matlab 6/Под общей редакцией к.т.н. В. Г. Потемкина.-М.:ДИАЛОГ-МИФИ, 2002.–496 с.–(Пакеты прикладных программ;



Рис. 5. Результаты классификации магнитных данных (H-компонента) за 2002 год с помощью нейронной сети (детализирующие компоненты 6-го уровня разложения): - спокойные вариации, - возмущенные вариации

Кн. 4).

- 3. *Мандрикова О.В., Смирнов С.Э., Соловьев И.С.* Метод определения индекса геомагнитной активности на основе вейвлет-пакетов //Геомагнетизм и аэрономия. – 2012г. Т.52. №1– С.117-126.
- Mandrikova O.V., Solovyev I.S., Geppener V.V., Klionskiy D.M., Al-Kasasbeh R.T. Analysis of the Earth's magnetic field variations on the basis of a wavelet-based approach // Digital Signal Processing – 2013, Vol. 23 – pp. 329-339.

Method of geomagnetic data analysis based on the combination of wavelet transform with radial basis neural networks

Mandrikova O.V.^{1,2}, Zhizhikina E.A.²

¹ Institute of Cosmophysical Researches and Radio Wave Propagation FEB RAS ² Kamchatka State Technical University, Russia

The present report is devoted to the development of tools intended for the analysis of the Earth's magnetic field parameters, the extraction of geomagnetic disturbances and estimation of field properties applying artificial intelligence and wavelet analysis according to the data obtained from ground-based observatories. In this report a method for the analysis of the Earth's magnetic field variations (on the example of H-vector), based on the combination of wavelet analysis with radial basis neural networks, is suggested. This method allows to determine the components of field variations, which characterize degree of disturbance of field, to study their structure, to classify features of the data and to estimate condition of field. On the basis of the data feature separation in wavelet space, statistical properties of the process are analyzed and informative features are extracted. Extracted features determine the radial layer of the network, which specifies belonging of the feature to a class.

The method makes it possible to study the subtle features of geomagnetic data structure, and it can be implemented as an automatic tool for rapid estimation of the Earth's magnetic field condition. The method has been successfully tested on the Earth's magnetic field data obtained from Paratunka observatory (Paratunka, Kamchatka region, Far East of Russia). The approbation of the method confirmed its effectiveness and allowed to extract classification features in the field variations which characterize the field disturbance degree.

Модель и алгоритмы анализа геомагнитных данных в задачах выделения геомагнитных возмущений и вычисления индекса геомагнитной активности

Мандрикова О.В.¹Соловьев И.С.¹, Баишев Д.Г.²

¹Институт космофизических исследований и распространения радиоволн ДВО РАН, Россия

²Институт космофизических исследований и аэрономии им. Ю.Г. Шафера СО РАН, Россия

e-mail: oksanam1@mail.ru, kamigsol@yandex.ru, baishev@ikfia.ysn.ru

Работа направлена на создание теоретических средств и программных систем по изучению вариаций магнитного поля Земли, анализу их пространственно-временной структуры, выделению и оценке возмущений поля. Сложный нестационарный характер изучаемого процесса и наличие в данных разномасштабных локальных особенностей, несущих важную информацию о состоянии поля, делают неэффективным применение традиционных методов моделирования и анализа. Авторами предложена многокомпонентная модель геомагнитного сигнала, основанная на вейвлетах и позволяющая описать "спокойный" ход вариации поля и разномасштабные локальные особенности, формирующиеся в периоды повышенной геомагнитной активности. На основе предложенной модели разработан способ выделения характерного хода вариации поля и локальных возмущений [1,2]. Способ позволяет выделять возмущения, пропорциональные суммарной мощности магнитного возмущения на данной магнитной станции, обеспечивает получение детальной информации о структуре флуктуаций и может быть реализован в автоматическом режиме, близком к реальному времени. На основе данного способа созданы автоматическая программная система по вычислению К-индекса и программные модули по выделению и оценке интенсивности возмущений поля. Эффективность разработанных средств доказана статистически (использовались данные станций "Паратунка" (Камчатский край) и "Якутск" (г. Якустк)).

Основная часть

В работах [1,2] предложено представление геомагнитного сигнала в виде:

$$f_{\rm (}t) = f_{\rm xap}(t) + \sum_{j_{\rm BO3M}} g_{j_{\rm BO3M}}(t) + e(t), \tag{1}$$

где $f_{xap}(t)$ – характерная составляющая сигнала, описывающая регулярную часть поля; $\sum_{j_{BOЗM}} g_{j_{BOЗM}}(t)$ - возмущенная составляющая, описывающая локальные особенности, формирующиеся в периоды повышенной геомагнитной активности; e(t)- шум, включающий дрейфовые шумы и др. После отображения в вейвлет-пространство на основе конструкции вейвлет-пакетов сигнал может быть представлен в виде суммы разномасштабных компонент:

$$f_{(t)} = f_{\text{xap}}(t) + \sum_{j_{\text{возм}}} g_{j_{\text{возм}}}(t) + e(t) = \sum_{n} c_{j,n} \varphi_{j,n}(t) + \sum_{j \in J} \sum_{n} d_{j,n} \Psi_{j,n}(t) + \sum_{j \notin J} \sum_{n} d_{j,n} \Psi_{j,n}(t) \quad (2)$$

где $f_{xap}(t) = \sum_{n} c_{j,n} \varphi_{j,n}(t)$ - *характерная* составляющая сигнала, $g_{j_{BO3M}}(t) = \sum_{n} d_{j_{BO3M},n} \Psi_{j_{BO3M},n}(t)$, - *возмущенные* составляющие (здесь и далее $j \in I$ обозначены как j_{BO3M}), $e(t) = \sum_{j \notin J} \sum_{n} d_{j,n} \Psi_{j,n}(t)$ - шум, $\Psi_j = {\{\Psi_{j,n}\}}_{n \in \mathbb{Z}^-}$ вейвлет-базис, $\varphi_j = {\{\varphi_{j,n}\}}_{n \in \mathbb{Z}^-}$ базис, порожденный скэйлингфункцией, коэффициенты $c_{j,n}$ и $d_{j,n}$ определяются соответственно из соотношений $c_{j,n} = \langle f, \varphi_{j,n} \rangle$, $d_{j,n} = \langle f, \Psi_{j,n} \rangle$, *J*- набор масштабов, *j*- масштаб.

Для идентификации характерной составляющей модели (2) выполним следующий алгоритм:

1. делим геомагнитный сигнал f на сегменты длиной T, равные одним суткам:

$$\{f(t_n)\}_{n=1}^{N} = \left(\{f(t_n)\}_{n=1}^{T}, \{f(t_n)\}_{n=T+1}^{2T}, ..., \{f(t_n)\}_{n=N-T}^{N}\right);$$

- 2. на основе конструкции вейвлет-пакетов выполняем отображение Sq-кривой и данных каждого сегмента на масштабы $j = \overline{-1}, \overline{-M}$, где M максимальный масштаб, определяемый длиной сегмента $T: M \leq \log_2 T$. Получаем компоненты Sq-кривой и данных каждого сегмента в виде: $f_j^{Sq}(t) = \sum_n c_{j,n}^{Sq} \phi_{j,n}^{(}t), f_j^l(t) = \sum_n c_{j,n}^l \phi_{j,n}^{(}t), l$ номер сегмента;
- 3. для каждого масштаба j выполняем вейвлет-восстановление компонент f_j^l и f_j^{Sq} до исходного масштаба $j = j_0$, получаем составляющие вида $f_0^{(j),l}(t) = \sum_n c_{0,n}^{(j),l} \varphi_{0,n}(t)$,

$$f_0^{(j),Sq}(t) = \sum_n c_{0,n}^{(j),Sq} \varphi_{0,n}(t) \text{ и оцениваем погрешность } U^{(j),l} : U^{(j),l} = \frac{1}{T} \sqrt{\sum_{n=1}^T \left| c_{0,n}^{(j),l} - c_{0,n}^{(j),Sq} \right|^2};$$

- 4. выбираем уровень вейвлет-разложения j*, обеспечивающий наименьший риск: $\tilde{r}^{(j^*)} = \min_{i} \max_{j} U^{(j),l}$;
- 5. получаем характерную составляющую геомагнитного сигнала, имеющую вид: $f_{j*}(t) = \sum_{n=1}^{\infty} c_{j*,n} \phi_{j*,n}(t)$.

Процедуру идентификации возмущенных компонент модели (2) построим следующим образом: В качестве *меры магнитной возмущенности компоненты* на масштабе ј определим максимум амплитуд вейвлет-коэффициентов компоненты: $A_j^= \max_n (|d_{j,n}|)$, где *j*-масштаб, *n* - отсчеты сигнала.

Для выделения возмущенных компонент дерева вейвлет-пакетов применим следующий критерий:

$$j \in J, \quad m(A_j^v) > m(A_j^k) + \varepsilon$$
 (3)

где m – выборочное среднее, v – индекс возмущенной вариации поля, k – индекс спокойной вариации поля, ε – некоторое положительное число. Предполагая, что величина A_j^k имеет нормальное распределение с некоторым средними μ^k и дисперсией $\sigma^{2,k}$, ε можно оценить как $\hat{\varepsilon} = x_{\frac{1-\alpha}{2}}\sqrt{\sigma^{2,k}}$, где $x_{\frac{1-\alpha}{2}}$ квантиль уровня $\frac{1-\alpha}{2}$ стандартного нормального распределения.

Масштабы $j_{возм}$, выделенные на основе условия (3), определяют возмущенные компоненты $g_{j_{возм}}$ модели и характеризуют возмущенность магнитного поля. Выполнив для набора индексов $j_{возм}$ восстановление компоненты сигнала $g_{возм}(t)$ до исходного разрешения $j_{возм} = j_0$, мы получим возмущенную составляющую исходного сигнала.

Для оценки коэффициентов $\{d_{j_{возм},n}\}_{(j_{возм},n)\in J_1}$, $\{d_{j_{возм},n}\}_{(j_{возм},n)\in J_2}$ возмущенных компонент модели рассмотрим совокупность трех возможных состояний геомагнитного поля: состояние h_0 – поле спокойное; состояние h_1 – поле слабовозмущенное; состояние h_2 – поле возмущенное. В соответствии с рассмотренными состояниями из соотношения (2) получим модель вида: $f(t) = f_{xap}(t) + \sum_{\substack{(j_{BO3M},n) \in J_1 \\ (j_{BO3M},n) \in J_1}} d_{j_{BO3M},n} \Psi_{j_{BO3M},n}(t) + \sum_{\substack{(j_{BO3M},n) \in J_2 \\ (j_{BO3M},n) \in J_1}} d_{j_{BO3M},n}} \Psi_{j_{BO3M},n}(t)$ описывает слабые геомагнитные возмущения, компонента $g_{BO3M,2}(t) = \sum_{\substack{(j_{BO3M},n) \in J_2 \\ (j_{BO3M},n) \in J_2}} d_{j_{BO3M},n} \Psi_{j_{BO3M},n}(t)$ описывает сильные геомагнитные нитные возмущения, коэффициенты $d_{j_{BO3M},n} = \langle f, \Psi_{j_{BO3M},n} \rangle$, J_1, J_2 - наборы индексов.

В качестве *меры магнитной возмущенности* коэффициента логично определить его амплитуду. Тогда оценка параметров $\{d_{j_{BOЗM},n}\}_{(j_{BOЗM},n)\in J_1}, \{d_{j_{BOЗM},n}\}_{(j_{BOЗM},n)\in J_2}$ может быть выполнена на основе применения пороговых функций F_1 и F_2 :

$$f(t) = f_{\text{xap}}(t) + \sum_{j_{\text{возм}},n} F_1(d_{j_{\text{возм}},n}) \Psi_{j_{\text{возм}},n}(t) + \sum_{j_{\text{возм}},n} F_2(d_{j_{\text{возм}},n}) \Psi_{j_{\text{возм}},n}(t) + e(t)$$

$$F_{1}(x) = \begin{cases} 0, \text{если} |x| \leq T_{j_{\text{возм}},1}$$
или $|x| > T_{j_{\text{возм}},2} \\ x, \text{если} T_{j_{\text{возм}},1} < |x| \leq T_{j_{\text{возм}},2} \end{cases} \quad F_{2}(x) = \begin{cases} 0, \text{если} |x| \leq T_{j_{\text{возм}},2} \\ x, \text{если} |x| > T_{j_{\text{возм}},2} \end{cases}$

В свою очередь пороги $T_{j_{возм},1}$ и $T_{j_{возм},2}$ могут быть определены на основе *критерия наи-*меньших потерь.

Приведенные теоретические средства реализованы в автоматических программных системах по расчету К-индекса и выделению и оценке интенсивности возмущений геомагнитного поля.

Результаты экспериментов

На основе созданных программных средств выполнена обработка геомагнитных данных станций "Паратунка" и "Якутск", определен "спокойный" ход вариаций поля за каждый анализируемый месяц и выполнена оценка степени возмущенности поля. Процедура определения "спокойного" суточного хода была основана на выделении *характерных составляющих вариаций поля* и оценке *степени их возмущенности*. Далее, по самым "спокойным" вариациям за текущий месяц вычислялась средняя кривая – Sq-кривая. Для определения "спокойного" хода также использовался другой способ: по полученным *характерным составляющим* "спокойных" вариаций поля за текущий месяц вычислялась средняя кривая. На рис.1. представлены результаты выделения "спокойного" суточного хода двумя описанными способами. Для оценки качества работы программной системы, полученные результаты сравнивались с данными ручной обработки. Самые "спокойные" вариации для ручной обработки были получены из информационного ресурса ftp://ftp.gfz-potsdam.de/pub/home/obs/kp-ap/quietdst/. Анализ рис.1. подтверждает эффективность предлагаемых средств и возможность их использования для решения задачи вычисления К-индекса в автоматическом режиме.

Результаты выделения и оценки интенсивности возмущений поля представлены на рис.2. Для выделения возмущений были идентифицированы возмущенные составляющие вариаций и определены их коэффициенты для исходного масштаба $j = j_0$ (рис.2.в). Оценка интенсивности возмущений в момент времени t = n основана на определении величины: $I = \sum_{j \in J} |d_{j,n}|$. Анализ рис. 2 показывает, что в периоды повышения геомагнитной активно-

сти в выделенных возмущенных составляющих наблюдается увеличение амплитуд коэффициентов, что позволяет фиксировать данные моменты времени и получать количественные характеристики степени возмущенности магнитного поля. Сопоставление результатов оценки интенсивности возмущений станций "Паратунка" и "Якутск" показывает наличие общего характера процесса. Вместе с тем интенсивность возмущений на стации "Якутск"



Рис. 1. Результаты выделения "спокойного" суточного хода: a) д) Sq-кривые обс. "Паратунка"; б) e) спокойный ход получен на основе характерных составляющих обс. "Паратунка"; в) ж) Sq-кривые обс. "Якутск"; г) з) спокойный ход получен на основе характерных составляющих обс. "Якутск". Серой линей показана кривая, построенная ручным способом



Рис. 2. Результаты обработки данных за период с 25.02.2011 по 06.03.2011: а) - вариация магнитно поля обс. "Паратунка"; б) - вариация геомагнитного поля обс. "Якутск"; в) выделенные возмущенные составляющие вариаций поля; г) оценка интенсивность возмущений. Черная линия - обс. "Паратунка", серая линия - обс. "Якутск"

значительно превышает интенсивность возмущений на станции "Паратунка", что объясняется расположением данных станций. Анализ статистики также показал, что накануне сильных магнитных бурь может наблюдаться локальное слабое увеличение интенсивности возмущений поля (отмечено на рис.2 пунктиром), возникающее в среднем за 2,5 суток до момента бури.

Выводы

Предложенным способом выделения характерного хода вариации поля и локальных возмущений выполнена обработка и анализ геомагнитных данных станций "Паратунка" и "Якутск". Определен "спокойный" суточный ход вариаций поля и выделены возмущения, формирующиеся в данных в периоды повышения геомагнитной активности, получены их количественные характеристики. Статистически доказана эффективность предлагаемых средств и возможность их использования для решения задач вычисления К-индекса и оперативной оценки интенсивности возмущений геомагнитного поля. Работа поддержана грантом РФФИ – ДВО РАН №11-07-98514-р_восток_а, интеграционным проектом СО РАН № 106 и грантом федеральной программы "У.М.Н.И.К", Госконтракт от 19 апреля 2011г.

Литература

- Mandrikova O., Solovjev I, Geppenerc V., Al-Kasasbehd R. Taha, Klionskiy D. Analysis of the Earth's magnetic field variations on the basis of a wavelet-based approach // Digital Signal Processing. – Volume 23, Issue 1, January 2013, Pages 329–339
- 2. *Мандрикова О.В., Смирнов С.Э., Соловъев И.С.* Метод определения индекса геомагнитной активности на основе вейвлет-пакетов //Геомагнетизм и аэрономия. 2012г. Т.52. №1– С.117-126.

Model and algorithms for geomagnetic data analysis in the tasks of detection of geomagnetic disturbances and calculation of geomagnetic activity index

Mandrikova O.V.^{1,2}, Solovyev I.S.¹

¹ Institute of Cosmophysical Researches and Radio Wave Propagation FEB RAS, Russia ² Kamchatka State Technical University, Russia

This work is dedicated to the problem of processing and analysis of the Earth magnetic field variations, detection of quiet daily variations and local peculiarities formed during high geomagnetic activity. The non-stationary character of the process and the presence of different-scale local peculiarities of different form and duration, make the traditional methods for data modeling and analysis not effective and do not allow to:

- identify short-period fluctuations in the data during high geomagnetic activity;

- detect "quiet" (characteristic) changes of field variation and to estimate its change during storms;

- develop an automatic algorithm to calculate Sq-curve and K-index by J. Bartels method.

The paper presents a complex multi-component model of geomagnetic signal (on the example of H component), based on wavelets, and allowing us to describe "quiet" changes of field variation and the different-scale local peculierities, formed before and during magnetic storms. Also, a

method of detection of a characteristic component of the model and short-period fluctuations is proposed in the paper. The algorithms and software based on this method allow us to automatically detect the diurnal variation, to plot Sq-curve and K-index and to identify the peculiarities occurring during the increase of geomagnetic activity. Efficiency of the developed tools is proved statistically ("Paratunka"station (Kamchatka) data, for the period 2002-2008).

Метод выявления аномалий в вариациях космических лучей на основе совмещения вейвлет-преобразования с нейронными сетями

Мандрикова О.В.^{1,2}, Заляев Т.Л.¹, Белов А.В.³, Янке В.Г.³

¹Институт космофизических исследований и распространения радиоволн ДВО РАН, Россия

²Камчатский государственный технический университет, Россия

³Институт земного магнетизма, ионосферы и распространения радиоволн им. Н.В. Пушкова РАН, Россия

oksanam1@mail.ru, tim.aka.geralt@mail.ru, abelov@izmiran.ru, yanke@izmiran.ru

Введение

В работе предложен метод моделирования вариаций космических лучей (КЛ) и выявления аномалий, возникающих в периоды повышенной солнечной активности. Вариации КЛ имеют сложную нестационарную структуру, содержат разномасштабные локальные особенности в виде пиков, всплесков различной амплитуды и длительности. Построение методов анализа таких данных и оперативного выявления аномалий представляет собой весьма сложную задачу. Исследования данной работы основаны на совместном применении методов вейвлет-преобразования и нейронных сетей. Вейвлет-аппарат является эффективным средством изучения нестационарных процессов и дает возможность выполнить детальный анализ нерегулярных локальных структур [1, 2]. На основе кратномасштабных вейвлетразложений в работе выполняется выделение характерных составляющих вариаций КЛ и подавляется шум. Полученные характерные составляющие моделируются многослойными прямонаправленными нейронными сетями. Преимущество нейросетевого представления аппроксимируемой функции заключается в большой гибкости базовых функций и их способности к адаптации. Аппарат нейронных сетей также дает возможность путем анализа ошибок решения обученной сети выявить скрытые закономерности в данных, связанные с изменением их структуры [2, 3]. Путем минимизации погрешности аппроксимации в работе определены вейвлет-функции для решения данной задачи и построены адаптивные нейросетевые системы по аппроксимации и прогнозу данных КЛ.

На основе разработанных средств авторами проведено исследование данных станции нейтронных мониторов Мыс Шмидта за 2005 г. В процессе моделирования и анализа работы программных систем выявлены аномальные особенности в вариациях КЛ, возникающие в периоды магнитных бурь, а также наблюдающиеся накануне сильных наземных возрастаний интенсивности солнечных КЛ (событий GLE [4]).

Описание метода. 1. Кратномасштабные разложения ряда на компоненты.

Не нарушая общности, будем считать, что исходные данные принадлежат пространству с разрешением j = 0. На основе кратномасштабных разложений до уровня m получаем представление данных в виде [1]:

$$f_0(t) = \sum_{j=-1}^{-m} f^d \left[2^j t \right] + f^a \left[2^{-m} t \right], \tag{1}$$

где $f^{d}[2^{j}t] \in W_{j}, f^{a}[2^{-m}t] \in V_{-m}, W_{j} = clos_{L^{2}(R)}(2^{j}\Psi(2^{j}t-k)): k \in \mathbb{Z}), \Psi$ - базисный вейвлет; $V_j = clos_{L^2(R)}(2^j\phi(2^jt-k)): k \in Z), \phi$ - скэйлинг-функция, j - разрешение (масштаб). Компонента ряда $f^a[2^{-m}t] = \sum_k c_{-m,k}\phi_{-m,k}(t)$, где $c_{-m,k} = \langle f, \phi_{-m,k} \rangle$, является аппроксимирующей компонентой, описывает тренд ряда, компоненты $f^d [2^j t] = \sum_k d_{j,k} \Psi_{j,k}(t)$, где $d_{j,k} = \langle f, \Psi_{j,k} \rangle$, являются детализирующими компонентами, описывают разномасштабные колебания.

С целью восстановления исходного разрешения j = 0, для полученных после преобразования компонент выполняем операцию вейвлет-восстановления (отдельно для каждой компоненты). Получаем представление ряда в виде следующих компонент $f_0^a(t) =$ $\sum_{k} c_{0,k} \phi_{0,k}(t), \ f_{0}^{d,j}(t) = \sum_{k} d_{0,k}^{j} \Psi_{0,k}(t), \ j = \overline{-1, -m},$ где верхний индекс *j*соответствует масштабу детализирующей компоненты до её восстановления.

Замечание. На основе преобразования (1) имеем следующее разложение пространства $W_0: W_{j=0} = \oplus_{j=-1}^{-m} W_j$, где $\{\Psi_{j,k}\}_{k \in \mathbb{Z}}$ есть базис пространства W_j . Путем изменения уровня разложения *m*, мы можем построить различные кратномасштабные представления ряда. Для выбора разложения, обеспечивающего наилучшее представление, определяемое структурой функции f_0 , можно использовать адаптивные алгоритмы, предложенные, например, в работе [1]. Полученная таким образом аппроксимация данных также может быть улучшена на основе применения различных вейвлет-функций.

Аппроксимация компонент нейронной сетью

На основе нейронной сети для каждой полученной компоненты строим отображение

 $y: f^{(.)} \to f^{*(.)}$, где $f^{(.)} \in \{f^a, f^{d,j}\}_{j=\overline{-1,-m}}$. Множество весовых коэффициентов входных связей нейрона представляет собой векторстолбец $U = [u_1, ..., u_N]^T$, где N- длина входного вектора сети. Если $\hat{f}^{*(.)}$ действитель-ный выход сети, а $f^{*(.)}$ – желаемый, то $f^{*(.)} = y(f^{(.)})$ - неизвестная функция, а $\hat{f}^{*(.)} =$ $G(f^{(.)}, U)$ – ее аппроксимация, которую воспроизводит нейронная сеть. Процедура обучения сети сводится к минимизации среднеквадратической ошибки аппроксимации по параметру U [3]. При подаче на вход обученной нейронной сети значений функции f из интервала [l - T + 1, l], сеть становится способной вычислить упрежденные значения функции на временном интервале [l+1, l+1], где l- текущий дискретный момент времени; І – длина интервала упреждения. Ошибка сети определяется как разность между желаемым f' и действительным $\hat{f'}$ выходными значениями в дискретный момент времени l. Вектор ошибки – это вектор, i–й элемент которого равен $\varepsilon_i(l) = \hat{f}_i^{*(.)}(l) - f_i^{*(.)}(l)$, где l – текущий момент времени, *i*- текущая позиция на интервале упреждения.

Алгоритм построения нейронной сети:

- 1. Данные обучающей выборки делим на блоки и формируем массивы данных, размерность которых $N \times V$, где N- длина входного вектора сети, V- количество обучающих векторов.
- 2. Строим сеть переменной структуры (сеть переменной структуры это многослойная прямонаправленная сеть, архитектура которой определяется путем минимизации ошибки решения на множестве обучающих векторов [3]) и выполняем ее обучение.
- 3. Выполняем тестирование сети. Если тестирование сети подтверждает адекватность построенного отображения данным, то будем считать, что обучающие векторы содержат характерные признаки данных и сеть готова к использованию.



Рис. 1. Результаты обработки данных КЛ за январь 2005 года

Используя приведенный алгоритм, для каждой компоненты $f^{(.)} \in \{f^a, f^{d,j}\}_{j=-1,-m}$ получаем аппроксимацию, которую воспроизводит нейронная сеть. На основе анализа опшбок решения каждой обученной сети выполняем *операцию выделения аномалий*, которую постоим следующим образом: *для каждого момента времени l оценим величину*

 $R_{i}^{j}(l) = \underset{l,l=1,\alpha}{med} |\varepsilon_{i}^{j}(l)|$, гдетед- медиана, α - длина окна, $\varepsilon_{i}^{j}(l)$ - ошибка сети, j- масштаб компоненты до её восстановления; если величина $R_{i}^{j}(l) \geq P_{i}^{j}$, где P_{i}^{j} - наперед заданное пороговое значение, то будем считать, что в момент времени l в данных наблюдается аномалия масштаба j.

Результаты экспериментов

Динамика наблюдаемых на поверхности Земли вариаций КЛ существенно зависит от состояния геомагнитного поля и электромагнитной обстановки в Солнечной системе [5]. Поэтому при построении нейронных сетей обучающие множества формировались из данных, регистрируемых в периоды спокойного геомагнитного поля. В экспериментах использовались минутные данные нейтронных мониторов станции Мыс Шмидта за 2005г. Этот период времени является периодом минимума солнечной активности, что обеспечивает наилучшие условия для построения аппроксимации характерного хода КЛ. Используя данный подход, были сформированы обучающие множества для нейронных сетей и построены сети по аппроксимации каждой компоненты $f^{(.)} \in \{f^a, f^{d,j}\}_{j=-1,-m}$. В качестве базисных функций использовались ортонормированные вейвлеты семейства Добеши и семейства Койфлеты. Наилучшие результаты при тестировании полученных нейронных сетей показала сеть, воспроизводящая аппроксимацию компоненты f^a КЛ, полученной при использовании вейвлетов Койфлет порядка 3. Результаты работы данной сети представлены на рис. 1-4. При выполнении анализа результатов и интерпретации выявленных аномалий использовались Н-компоненты геомагнитного поля (данные станции "Паратунка", Камчатский край), на основе которых выполнялась оценка интенсивности геомагнитных возмущений в анализируемые периоды времени. Анализ рис. 1-4 показывает наличие аномальных особенностей в вариациях КЛ, которые возникают в периоды повышенной геомагнитной актив-



Рис. 2. Результаты обработки данных КЛ за май 2005 года



Рис. 3. Результаты обработки данных КЛ за август 2005 года



Рис. 4. Результаты обработки данных КЛ за сентябрь 2005 года

ности и соответствуют моментам максимального возрастания интенсивности возмущений поля (17.01.2005, 18.01.2005, 21.01.2005, рис.1; 08.05.2005г., 15.05.2005г, рис.2; 06.08.2005г. 24.08.2005г., рис.3; 11.09.2005г., рис.4). В эти моменты времени наблюдается понижение уровня КЛ (Форбуш эффекты), которые объясняют возникновение аномалий, связанных с изменением хода процесса. Накануне и после события GLE (20.01.2005г., рис.1) также наблюдаются аномалии, моменты возникновения которых совпадают с моментами максимума интенсивности возмущений геомагнитного поля на главной фазе бурь 17.01.2005, 18.01.2005.

Выводы

Предложенный в работе метод аппроксимации вариаций КЛ, основанный на совмещении конструкции кратномасштабного анализа и нейронных сетей, позволил изучить внутреннюю структуру данных, построить аппроксимации их характерного хода и выявить аномалии, возникающие в вариациях КЛ в периоды повышенной солнечной активности.

Работа частично выполнена при поддержке гранта РФФИ – ДВО РАН №11-07-98514р_восток_а.

Литература

- 1. Mallat S. A Wavelet tour of signal processing [пер. с анг.] -М.: Мир, 2005. -671 с.
- Мандрикова О.В. Оптимизация процесса обучения нейронной сети на основе применения конструкции вейвлет-преобразования (на примере модельного представления ионосферного сигнала). – Москва: Автоматизация и современные технологии.-2009. -№3.- С.14-17.

- 3. Нейроматематика: учеб. пособие для вузов / Агеев А.Д., [и др.]; общая ред А.И. Галушкина. М.:ИПРЖР, 2002. -448 с.
- 4. Eroshenko E.A., Belov A.V., Kryakunova O.N., Kurt V.G., Yanke V.G. The alert signal of GLE of cosmic rays// PROCEEDINGS OF THE 31st ICRC, J ' OD'Z 2009
- 5. *Топтыгин И.Н.* Космические лучи в межпланетных магнитных полях/ И.Н. Топтыгин – М.:Наука, 1983. – 301 с.

Cosmic ray variation modeling according to neutron monitors data and detection of their intensity ground enhancement precursors

Mandrikova O.V.^{1,3}, Zalyaev T.L.¹, Belov A.V.², Yanke V.G.²

 ¹ Institute of Cosmophysical Researches and Radio Wave Propagation FEB RAS, Russia
² Pushkov Institute of Terrestrial Magnetism, Ionosphere and Radio Waves Propagation RAS, Russia

³ Kamchatka State Technical University, Russia

The paper proposes a way to model the data of cosmic ray time variation, that is based on the combination of wavelet transform and multilayer feedforward neural networks, allowing to describe the characteristic variation and to detect some peculiarities formed before strong increases in the ground level intensity. Based on wavelet transform, detection of characteristic components of cosmic ray variations is carried out and noise is suppressed. Selecting the best basic wavelet function and making an approximation, which provides the smallest error, the characteristic components are determined. The resulting characteristic components are modeled via neural networks. On the basis of the analysis of neural network error vector, precursors of strong increases in cosmic ray ground level intensity are identified. At the modeling stage, data of Moscow and Apatity neutron monitor stations for the period 2000-2005 were used. The modeling confirmed the efficiency of the proposed method and revealed the precursors of cosmic ray ground level enhancement.

Выделение аномалий в ионосферных параметрах на основе совмещения кратномасштабного вейвлет-разложения и нейронных сетей

Мандрикова О.В.^{1,2}, Полозов Ю.А.^{1,2}

¹Институт космофизических исследований и распространения радиоволн ДВО РАН, Россия

² Камчатский государственный технический университет, Россия

e-mail: oksanam1@mail.ru up_agent@mail.ru

Введение

Сложности решения задач анализа ионосферных параметров связаны с их сложной нестационарной структурой. Они включают большое количество компонент, содержат локальные особенности разнообразной формы и временной протяженности, возникающие в случайные моменты времени и несущие важную информацию о состоянии ионосферы [1-3]. Традиционные подходы и методы анализа ионосферных параметров, основанные на процедурах сглаживания, приводят к искажению и потере важной информации [3-5]. Одним из основных недостатков этих методов является отсутствие эффективных средств адаптации к сложной нестационарной структуре данных. Авторами предложен метод аппроксимации и анализа параметров критической частоты ионосферы, основанный на совмещении кратномасштабного вейвлет-разложения [6] и многослойных нейронных сетей [7], позволяющий построить прогноз данных с шагом упреждения три часа и выделить особенности в ионосфере, возникающие в периоды возмущений. Метод основан на представлении регистрируемого временного ряда f_OF2 в виде разномасштабных компонент и их аппроксимации адаптивными нейронными сетями переменной структуры. В работе представлены результаты применения данного метода и разработанных на его основе программных модулей. Выполнен детальный анализ данных f_OF2 за период 1969-2010 гг. (станция "Паратунка", Камчатский край, регистрацию данных выполняет ИКИР ДВО РАН) и выделены аномалии, которые возникают в ионосфере в периоды повышенной солнечной активности, а также наблюдающиеся в периоды сильных землетрясений на Камчатке.

Описание метода

1. Применение конструкции кратномасштабного вейвлет-разложения. Используя кратномасштабные разложения, получаем следующее представление данных в вейвлет-пространстве [2, 4]:

$$f_0(t) = \sum_{j_i=-1}^{-m} \left(g_{j_i}(t) + e_{j_i}(t) \right) + f_{-m}(t), \tag{1}$$

где аппроксимирующая компонента $f_{-m}(t) = \sum_{n} c_{-m,n} \phi_{-m,n}(t), c_{-m,n} = \langle f, \phi_{-m,n} \rangle, \{ \phi_{-m,n} \}_{n \in \mathbb{Z}}^{-m}$ скэйлинг-функция; детализирующие компоненты $g_{j_i}(t) = \sum_{k} d_{j_i,k} \Psi_{j_i,k}(t), \quad d_{j_i,k} = \langle f, \Psi_{j_i,k} \rangle,$ $\Psi_{j_i,k} = 2^{j_i/2} \Psi (2^{j_i}t - k)$ – ортонормированный базис пространства $W_{j_i}, W_{j_0} = \bigoplus_{i=-1}^{-m} W_{j_i};$ $e_{j_i}(t)$ – шумовые составляющие, j_i – разрешение, j_0 – исходное разрешение данных.

Важность представления (1) состоит в том, что различные составляющие временного ряда рассортировываются и хранятся в различных пространствах W_{j_i} масштаба $j_i:L^2(R) =$

 $\sum_{j_i \in Z}^{\oplus} W_{j_i} := ... \oplus W_{-1} \oplus W_0 \oplus W_1 \oplus ...,$ где $W_{j_i} := clos_{L^2(R)} (\Psi_{j_i,n}; n \in Z)$. При этом наименьший анализируемый масштаб j_i ограничен шагом выборки дискретного временного ряда (исходным разрешением j_0).

Аппроксимация полученных после вейвлет-разложения данных на основе нейронных сетей

Нейронная сеть строит отображение $y: f \to f'$. Если \hat{f}' действительный выход сети, а f' – желаемый, то f' = y(f) – неизвестная функция, а \hat{f}' – ее аппроксимация, которую воспроизводит нейронная сеть. При подаче на вход обученной нейронной сети значений функции f из интервала

$$\left[l-T+1,l\right],$$

сеть становится способной вычислить упрежденные значения функции на временном интервале

$$\left[l+1,l+\alpha\right],$$

где *l*- текущий дискретный момент времени; α – длина интервала упреждения.

Ошибка решения определяется как разность между желаемым f' и действительным \hat{f}' выходными значениями в дискретный момент времени l.

Вектор ошибки – это вектор, *n*-й элемент которого

$$\varepsilon_n(l) = \hat{f'}_n(l) - f'_n(l),$$

где *l* – текущий момент времени, *n*– текущая позиция на интервале упреждения.

Алгоритм построения сети:

Шаг 1. Исходный массив данных $\{f(k)\}_{k=1}^{K}$, где K- длина выборки, делим на L блоков длины $Q:\{f(k)\}_{k=1}^{K} = \left(\{f(k)\}_{k=1}^{Q}, \{f(k)\}_{k=2}^{Q+1}, ..., \{f(k)\}_{k=K-Q}^{K}\right).$

Шаг 2. Для каждого блока s данных на основе кратномасштабных вейвлет-разложений имеем представление f в виде (1).

Шаг 3: Для каждого блока *s* данных выполняем вейвлет-восстановление составляющей $f_{-m}(t)$ и на основе комбинаций данных из различных блоков формируем обучающее множество. Строим сеть 1 *переменной структуры* (сеть *переменной структуры* – это многослойная сеть прямой передачи сигнала, архитектура которой определяется путем минимизации ошибки решения на множестве обучающих векторов [7]), выполняем ее обучение и тестирование.

Шаг 3: Для каждого блока *s* данных выполняем вейвлет-восстановление составляющих $g_{j_i}(t), i = \overline{-1, -m}$ и на основе комбинаций данных из различных блоков формируем обучающие множества. Для каждого $i = \overline{-1, -m}$ строим *cemu переменной структуры*, выполняем их обучение и тестирование.

Обучающий набор данных - это набор наблюдений, содержащих признаки изучаемого процесса. При обучении и проектировании каждая сеть изучает подмножество признаков входных данных и аппроксимирует их. Если в данных возникает аномальная особенность, то происходит изменение их структуры. Поэтому **операция выделения аномальных особенностей** на основе нейронной сети может быть построена путем

оценки ошибок решения ε_t : $E_L = \frac{1}{L} \sum_{l=1}^{L} \sum_{t=1}^{M} \varepsilon_t^2(l) \ge P$, где L– длина окна наблюдения, M - длина шага упреждения данных на основе нейронной сети, P – наперед заданное пороговое значение.

Результаты экспериментов. Используя предложенный метод, были построены нейронные сети по аппроксимации и прогнозу параметров ионосферы. В экспериментах использовались часовые данные f_OF2, полученные автоматической ионосферной станцией, расположенной в с. Паратунка (п-ов Камчатка). Анализировались четыре компоненты вейвлет-разложения: аппроксимирующая компонента $f_{-3}(t)$, детализирующие компоненты $g_{j_i}(t), i = -1, g_{j_i}(t), i = -2$ и $g_{j_i}(t), i = -3$ (см. соотношение (1)). Для каждой анализируемой компоненты была построена трехслойная нейронная сеть, позволяющая выполнить прогноз данных с шагом упреждения 3 часа. Для построения сетей деление данных на блоки выполнялось с учетом сезонного характера поведения ионосферы и цикла солнечной активности. На рис. 1-3, в качестве примера, показаны результаты обработки за различные периоды времени. Стрелками отмечены моменты произошедших землетрясений на Камчатке. Для анализа солнечной активности приведена дисперсия Н-компоненты геомагнитного поля. Анализ рис.1.-3. показывает наличие ошибок нейронных сетей в периоды геомагнитных возмущений, возникающих в различных анализируемых компонентах, что говорит о многомасштабном характере процесса (18-19 июня и 6-7 августа 1972 г. (рис. 1), 17-18 декабря 2008 (рис.2)). Накануне землетрясения, произошедшего 17 июля 1972 г., в аппроксимирующей компоненте была выявлена крупномасштабная аномалия длительностью несколько суток, возникшая за 10 дней до события (отмечена на рис.1 пунктирной линией). Также, возрастание ошибки нейронной сети аппроксимирующей компоненты наблюдается перед сильными землетрясениями 6 марта 2008 г. (рис. 2) и 14 января 2009 г. (рис. 3).



Рис. 1. Результаты обработки данных за период 09.06.1972-31.08.1972

Выводы

На основе предложенного в работе метода построены программные нейросетевые системы по аппроксимации и прогнозу данных критической частоты ионосферы. В процессе ана-



Рис. 2. Результаты обработки данных за период 09.12.2007-28.02.2008



Рис. 3. Результаты обработки данных за период 09.12.2008-28.02.2009

лиза работы систем в данных выявлены аномалии, возникающие в ионосфере в периоды повышенной солнечной и сейсмической активности на Камчатке.

Работа поддержана грантом РФФИ – ДВО РАН №11-07-98514-р_восток_а, грантом стипендии Президента РФ СП-2976.2013.5 и грантом "У.М.Н.И.К."- №10517р/16891 от 08.06.2012 г. Данные сейсмического каталога любезно предоставлены Камчатским филиалом геофизической службы РАН (г. Петропавловск-Камчатский).

Литература

- 1. *Афраймович Э.Л., Перевалова Н.П.* GPS- мониторинг верхней атмосферы Земли. Иркутск: ГУ НУ РВХ ВСНЦ СО РАМН. -2006. -480 с.
- Мандрикова О.В., Полозов Ю.А. Метод выделения аномальных особенностей в данных критической частоты ионосферы на основе совмещения вейвлет-преобразования и нейронных сетей // Цифровая обработка сигналов. -Москва: РНТОРЭС. - 2012. -№2. -С. 29-35.
- 3. *Мандрикова О.В., Полозов Ю.А.* Критерии выбора вейвлет-функции в задачах аппроксимации природных временных рядов сложной структуры // Информационные технологии. Москва. -2012. -№1. -С. 31 36.
- Mandrikova O.V., Polozov Yu.A., Bogdanov V.V., Zhizhikina E.A. Method of detection of abnormal features in ionosphere critical frequency data on the basis of wavelet transformation and neural networks combination // A Journal of Software Engineering and Applications. – 2012. – V. 5. – №12B. - P. 181-187. doi:10.4236/jsea.2012.512b035.
- 5. Полозов Ю.А. Метод формирования обучающего множества для нейронной сети на основе вейвлет-фильтрации // Известия вузов, Северо-Кавказский регион, Ростовна-Дону, Серия естественные науки. 2010. №3. С. 12-16.
- 6. Mallat S. A Wavelet tour of signal processing [пер. с анг.] М.: Мир. -2005. -671 с.
- 7. Нейроматематика: учеб. пособие для вузов / Агеев А.Д., [и др.]; общая ред А.И. Галушкина. М.:ИПРЖР. 2002. 448 с.

Selection of anomalies in ionospheric parameters on the basis of combination of multiscale wavelet-decomposition and neural networks

Mandrikova O.V.^{1,2}, Polozov Yu.A.^{1,2}

¹ Institute of Cosmophysical Researches and Radio Wave Propagation FEB RAS, Russia ² Kamchatka State Technical University, Russia

The authors propose a method for the analysis of critical frequency parameters of the ionospheric layer F2, based on the combination of multiscale analysis and multilayer neural networks, which allows us to distinguish the abnormal features of ionosphere behavior. The complexity of solving the problems of ionospheric parameter processing and analysis is associated with their complex structure. They include a large number of components, contain local features of various shapes and duration, anomalous effects and noise factors. Traditional approaches and methods for ionospheric parameter analysis based on the smoothing procedure, lead to distortion and information loss. One of the major drawbacks of these methods is the

lack of effective means for adaptation to the complex time-dependent data structure. The proposed method is based on the representation of the recorded time series of foF2 in the form of different scale components and their approximation by adaptive neural networks of variable structure. The method, algorithm and software, developed on its basis, allow us to perform a detailed analysis of each component and to distinguish anomalies that appear during increased seismic activity in Kamchatka. We used the recorded data of foF2 for the period 1969-2010. ("Paratunka" station, Kamchatka). Comparison of the results of the ionospheric parameter processing with the Catalog of earthquakes and geomagnetic data showed the efficiency of the proposed method, and allowed us to allocate periods of anomalous behavior of the ionosphere.

Особенности азимутального распределения потока геоакустических сигналов в условиях изменчивости деформационного процесса в приповерхностных породах

Марапулец Ю.В., Щербина А.О.

Институт космофизических исследований и распространения радиоволн ДВО РАН, Россия

marpl@ikir.ru albert pkam@mail.ru

На камчатском геодинамическом полигоне в ИКИР ДВО РАН проводятся исследования геоакустической эмиссии в частотном диапазоне от 0.1 Гц до 10 кГц с помощью гидрофонов, установленных в естественных и искусственных водоемах [1]. Показано, что типичный геоакустический сигнал складывается из последовательности релаксационных импульсов различной амплитуды и длительности с ударным возбуждением и частотой заполнения от единиц до десятков килогерц. В результате исследований было установлено, что в суточном временном интервале до готовящегося землетрясения, наблюдается повышение интенсивности геоакустической эмиссии. Этот эффект наиболее ярко проявляется в килогерцовом диапазоне частот и определяется деформациями пород в пунктах наблюдений на удалении первых сотен километров от эпицентров готовящихся землетрясений. Период возмущений характеризуется повышением амплитуды отдельных импульсов и существенным увеличением их потока (числа импульсов в единицу времени).

Поскольку прочность пород по отношению к касательным напряжениям меньше, чем к сжатию, то в области излучения геоакустической эмиссии преобладают сдвиговые источники акустической эмиссии. В работе [2] показано, что ориентация сдвиговых источников обусловлена направлением максимальных касательных напряжений, ориентированных преимущественно под углом 45 ° к оси наибольшего сжатия. При этом максимумы продольных акустических колебаний приходятся на направления, перпендикулярные этой оси для волны сжатия и совпадающие с ней для волны разряжения (рис. 1). Как правило, волна сжатия по интенсивности существенно больше волны разряжения, что связано с особенностями процессов разрушения и диссипации энергии. Поперечные колебания в работе не рассматривается, так как регистрация данных производится в водной среде, где они не распространяются.



Рис. 1. Диаграмма излучения продольных акустических колебаний сдвиговыми источниками. Стрелками отмечена ось наибольшего сжатия, знаком "+" обозначены направления излучения волн сжатия, знаком "-" – волн разряжения

В периоды фоновых деформаций, когда сдвиговые источники распределены вокруг приемника равномерно и их ориентация, при отсутствии деформационных возмущений,

произвольна, диаграмма распределения интенсивности геоакустического излучения по направлениям в точке приема должна быть достаточно равномерной (рис. 2a). Увеличение напряжений, например, при подготовке землетрясений, приведет к появлению в зоне геоакустической эмиссии большого числа одинаково ориентированных сдвиговых источников (рис. 2б). Вследствие того, что они имеют специфичную диаграмму направленности (рис. 1), в точке приема будут регистрироваться сигналы преимущественно с направлений, перпендикулярных оси сжатия, и в меньшей степени – с параллельных ей.



Рис. 2. Схема ориентации сдвиговых источников относительно места наблюдений в фоновый период а) и при возникновении удаленного источника напряжений б). Точкой показано место наблюдения, толстой линией - примерные диаграммы распределения интенсивности геоакустического излучения по направлениям в точках приема, штриховкой – зоны расположения источников сигнала, не излучающих сигнал в направлении приемника. Стрелками отмечена ось наибольшего сжатия



Рис. 3. Азимутальное распределение потока геоакустических импульсов в фоновый период 10.05.2010 (а) и предшествующий землетрясениям 25.09.2011 (б) и 23.07.2009 (в)

Исследования направленности геоакустического излучения были проведены с помощью измерительного аппаратно-программного комплекса, установленного на станции "Микижа" ИКИР ДВО РАН [3, 4]. Основу комплекса составил векторный приемник и специальный реализованный в программе алгоритм обработки геоакустических импульсов. Используя характерные особенности геоакустического сигнала, данные технические и программные средства позволяют выделять из фонового сигнала импульсы геоакустической природы и анализировать направления на их источники. В качестве оценки используется распределение потока импульсов $D(\alpha)$, определяющейся как число импульсов, зарегистрированных по направлению α в единицу времени. Исходя из времени затухания импульсов и коэффициента ослабления сигнала в осадочных породах определено, что область, в пределах которой находятся источники акустических сигналов, регистрируемых приемником, ограничена радиусом порядка 30 м.

Рассмотрим свойства геоакустической эмиссии в сейсмически спокойный (фоновый) период. Пример такого периода, зарегистрированного 10.05.2010 в условиях отсутствия деформационных и атмосферных возмущений, представлен на рис. За. Как видно, приведенная диаграмма характеризуется достаточно равномерным распределением, что свидетельствует о том, что в период регистрации импульсы фиксировались со всех направлений примерно в равной степени. По множеству нерегулярно расположенных максимумов можно судить о сложном характере действующих в тот момент напряжений, а по асимметрии их расположения можно сделать вывод о неоднородности свойств среды вокруг точки наблюдения.

Примеры азимутального распределения потока импульсов $D(\alpha)$ в периоды активизации деформаций приведены на рис. Зб и Зв. В данном случае наибольшее значение имеют две особенности. Первая – то, что в период возмущения наблюдается значительная неоднородность азимутального распределения потока импульсов, отсутствующая у распределения, характерного для фонового периода. Вторая – четко выраженная и сохраняющаяся структура диаграммы, состоящая из некоторого числа (от 2 до 4) максимумов, повернутых относительно друг друга на угол близкий 90 ° или 180 °.



Рис. 4. Диаграмма распределения азимутов направлений, наиболее активно излучающих геоакустические сигналы в периоды активизации деформационных процессов перед землетрясениями в 2008 – 2012 г.г.

Несмотря на присутствующие искажения, обусловленные, по всей видимости, сложностью источников сигнала и неравномерностью среды распространения, диаграммы азимутального распределения потока импульсов геоакустической эмиссии имеют значительные сходства со схемой на рис. 26. Учитывая представленные на рис. 36 и 3в диаграммы и описанные выше положения, можно сделать вывод, что в периоды, предшествующие землетрясениям, в области вокруг приемника образовывается большое количество одинаково ориентированных сдвиговых источников акустических сигналов, обусловленных действием деформационного процесса, охватывающего весь контролируемый объем пород. Направление оси сжатия в этот период должно быть ориентировано перпендикулярно максимуму геоакустического излучения, формируемого волнами сжатия. Но так как реальный сигнал распространяется в неоднородной среде, диаграмма направленности азимутального распределения потока импульсов искажается, разница в ее частях сформированных волнами сжатия и растяжения сдвиговых источников изменяется неопределенным образом. Вследствие этого во многих случаях определение одного из двух перпендикулярных друг другу направлений, как направления сжатия (например, 60° и 150° на рис. 36 или 45° и 150° на рис. Зв, вызывает существенные сложности.

Детально рассматривая графики, представленные на рис. 36 и 3в, можно отметить, что, несмотря на разные временные периоды регистрации, ориентация диаграмм азимутального распределения потока геоакустических импульсов сильно не меняется. Данная особенность свидетельствует о том, что в обоих случаях направление оси сжатия, характеризующей деформационные процессы, было примерно одинаковым. В ходе исследований установлено, что указанная особенность сохранялась и в другие периоды. Для иллюстрации этого рассмотрим диаграмму, отображенную на рис. 4. Приведенный график представляет собой распределение азимутов направлений, наиболее активно излучающих геоакустические сигналы в 74 случаях активизации деформационных процессов перед землетрясениями, зарегистрированных в 2008 – 2012 гг.

Как видно, полученная диаграмма характеризуется существенной неравномерностью – наиболее часто максимумы активности геоакустической эмиссии наблюдались с направлений около 40 ° и 220 °, несколько реже – с направлений 140 ° и более широкого диапазона 300 °-340 °.

Анализ данных, представленных на рис. 4 позволяет направление 137°-317°, как перпендикулярное максимуму акустического излучения, считать наиболее вероятным для оценки ориентации оси наибольшего сжатия. Следует отметить, что полученный результат близок к генеральному направлению действия тектонических напряжений у побережья Южной Камчатки, которое равно 125 градусов [5].

Литература

- 1. *Купцов А.В.* Изменение характера геоакустической эмиссии в связи с землетрясением на Камчатке / А. В. Купцов // Физика Земли. 2005. №10. С. 59-65.
- 2. Виноградов С.Д. Условия на разрыве и спектры излучаемых им волн // Изв. АН СССР. Физика Земли. 1976. №7. С. 20-26.
- 3. *Марапулец Ю.В.* Методы исследования пространственной анизотропии геоакустической эмиссии / Ю. В. Марапулец, А. О. Щербина // Электронный журнал "Техническая акустика". – 2008. – №14. – http://ejta.org.
- Щербина А.О. Изменение направленности высокочастотной геоакустической эмиссии в периоды деформационных возмущений. Автореферат диссертации на соискание ученой степени кандидата физико-математических наук. С. Паратунка, ИКИР. – 2010. 24 с.
- 5. Короновский Н.В. Напряженное состояние Земной коры //Соросовский образовательный журнал. – 1997. – №1. – С. 50-56.

Features of geoacoustic signal flow azimuthal distribution in the conditions of deformation process variability in the near-surface rocks

Marapulets Yu.V., Shcherbina A.O.

Institute of Cosmophysical Researches and Radio Wave Propagation FEB RAS, Russia

The results of long-term investigation of geoacoustic emission directional properties, carried out by a vector receiver in Kamchatka seismically active zone, are presented. Peculiarities of geoacoustic signal azimuthal distribution during weak (background) deformations are considered. Emission properties during deformation activity, including the periods of seismic process preparation, are investigated. The paper summarizes the results of several tens of cases.

Результаты исследований связи между геоакустической эмиссией и атмосферным электрическим полем на Камчатке

Марапулец Ю.В.¹, Руленко О.П.^{1,2}, Мищенко М.А.¹, Ларионов И.А.¹

¹Институт космофизических исследований и распространения радиоволн ДВО РАН, Россия

²Институт вулканологии и сейсмологии ДВО РАН, Россия

marpl@ikir.ru, rulenko@kscnet.ru, micle@ikir.ru, igor@ikir.ru

В сейсмоактивных регионах перед землетрясениями регистрируются аномальные возмущения атмосферного электрического поля [1, 2]. Они возникают за первые десятки часов - первые часы в зоне подготовки землетрясений и связаны с деформациями приповерхностных пород [3]. Исследования на Камчатке показали, что при активизации деформирования приповерхностных осадочных пород возникают аномальные возмущения геоакустической эмиссии, которые наблюдаются на частотах единицы килогерц в интервале до полутора суток перед землетрясениями и на удалении в первые сотни километров от эпицентра [4]. Общая деформационная природа возмущений и одинаковое время появления перед землетрясениями служат основанием для совместного изучения этих геофизических полей.

В августе - октябре 2005 г. на Камчатке в пункте "Микижа" (52.990 с.ш., 158.230 в.д.) впервые были проведены совместные измерения атмосферного электрического поля, акустической эмиссии и метеовеличин [5]. Измерения градиента потенциала V' поля осуществлялись датчиком "Поле-2М" на высоте 7 см от поверхности земли. Датчиком акустических сигналов был пьезокерамический гидрофон, установленный на дне озера на глубине 4 м. Расстояние между гидрофоном и датчиком "Поле-2М" было 130 м. Рассматривалось акустическое давление P_s , накопленное за 4 с в 7 частотных диапазонах (0.1-10, 10-50, 50-200, 200-700, 700-1500, 1500-6000, 6000-10000 Гц). При отсутствии дождя и спокойной погоде обнаружена связь между аномальными возмущениями электрического поля и акустического давления в килогерцовом диапазоне частот. Она проявляется в сейсмически спокойные периоды и на заключительной стадии подготовки землетрясения [5].

Измерения были продолжены в июле-октябре 2006 и 2007 гг. Акустическое давление P_s измерялось в диапазоне частот 2.0-6.5 кГц, так как в результате длительных наблюдений было установлено, что аномальные акустические сигналы в пункте "Микижа"проявляются наиболее сильно на этих частотах [4]. При спокойной погоде (отсутствие дождя, сильного и умеренного ветра, низкого атмосферного давления) в экспериментах иногда наблюдались аномальные бухтообразные уменьшения градиента потенциала V', вплоть до изменения знака, которые возникали при резком и значительном увеличении акустического давления P_s (рис. 1). Отметим, что аномальные возмущения V' и P_s продолжаются обычно первые десятки минут - первые часы, заполняя, как правило, часть часа, двух соседних часов или начального и конечного часа при длительности несколько часов. Появление таких возмущений должно проявиться в изменчивости среднечасовых значений градиента потенциала электрического поля и акустического давления. Поэтому анализировались их среднечасовые значения, которые являются средними из 900 измерений. Среднечасовые значения метеовеличин являются средними из 6 измерений.

Для выбора адекватного метода анализа данных проверялась нормальность распределения среднечасовых значений всех величин. Использовались оценки коэффициентов асимметрии, эксцесса и их стандартных ошибок, а также критерий Шапиро-Уилка, который является наиболее мощным и универсальным среди других подобных критериев. Распределения этих значений отличаются от нормального. Поэтому использовался коэффициент ранговой корреляции Спирмена,который менее чувствителен к выбросам и погрешностям в результатах наблюдений и является более устойчивой и надежной оценкой связи между переменными по сравнению с коэффициентом линейной корреляции Пирсона. Он позволяет оценивать также монотонные нелинейные связи.



Рис. 1. Пример уменьшения градиента потенциала V' электрического поля при увеличении акустического давления P_s . U- скорость ветра, P_a – атмосферное давление

На рис. 2 представлены взаимные корреляционные функции (ВКФ) для рядов среднечасовых значений градиента потенциала и акустического давления. Как видно, максимальные значения ВКФ наблюдаются при нулевом сдвиге. Следовательно, с точностью до одного часа, отрицательные возмущения V'происходили одновременно с возмущениями P_s . Поэтому в дальнейшем рассматривались их парные среднечасовые значения \bar{V}' и \bar{P}_s .



Рис. 2. Взаимные корреляционные функции для рядов среднеча
совых значений \bar{V}' и \bar{P}_s , в скобках указаны максимальные значения функций

Согласно результатам корреляционного анализа электрическое поле и акустическое

давление наиболее сильно коррелируют с ветром и, особенно, с дождем [6]. Поэтому в дальнейшем рассматривалась связь между теми парами \bar{V}' и \bar{P}_s , когда отсутствовал дождь, скорость ветра была меньше 1.5 м/с, а атмосферное давление - больше 995 гПа. Последнее условие принято для еще большего уменьшения влияния циклонов на поведение рассматриваемых полей. Диаграммы рассеяния между среднечасовыми значениями электрического поля и акустического давления при такой спокойной погоде показаны на рис. 3.



Рис. 3. Диаграмма рассеяния между среднечасовыми значениями \bar{V}' и \bar{P}_s . В скобках указано число пар среднечасовых значений. Вертикальные пунктирные линии – значения акустического давления \bar{P}_s^* , которые соответствуют точкам разрыва кусочно-линейной регрессии по акустическому давлению; с, д – прямые, иллюстрирующие регрессию для фоновой и тектонической компоненты связи

По нашему мнению [6] представленная на рис. З связь содержит две компоненты: фоновую, обусловленную слабым действием на электрическое поле и геоакустическую эмиссию неучтенных метеорологических, а также других факторов и компоненту тектонической природы. Последняя формируется разными по знаку возмущениями электрического поля и геоакустической эмиссии, возникающими во время активизации деформирования приповерхностных пород в районе пункта измерений. Такая активизация должна происходить неоднократно при интенсивно протекающем у Восточной Камчатки сейсмотектоническом процессе. Будем считать, что фоновая компонента связи проявляется при \bar{P}_s меньше некоторого значения \bar{P}_s^* , а тектоническая – когда \bar{P}_s больше \bar{P}_s^* , что происходит при активизации деформирования пород. Разные механизмы образования фоновой и тектонической компонент связи между электрическим полем и геоакустической эмиссией, обусловленные, прежде всего, разным местонахождением источников возмущений этих геофизических полей (атмосфера, литосфера), должны вызвать сложную зависимость между \bar{V}' и \bar{P}_s . Для разделения компонент связи применялась кусочно-линейная регрессия. Использовался квазиньютоновский метод оценивания параметров регрессии, точка разрыва по акустическому давлению, которая соответствует в первом приближении значению P_s^* , определялась вычислительной программой.

Оценены значения коэффициента корреляции Спирмена r_s для фоновой и тектонической компонент связи между электрическим полем и геоакустической эмиссией. В обоих экспериментах обнаружена статистически высокозначимая корреляционная связь между \bar{V}' и \bar{P}_s в тектонической компоненте ($r_s = -0.27$ и -0.23, p < 0.001). Коэффициент корреляции в ней отрицателен по знаку, что соответствует разному знаку аномальных возмущений электрического поля и геоакустической эмиссии (см. рис. 1). Аномальные возмущения высокочастотной геоакустической эмиссии имеют деформационную природу, что подтверждено совместными измерениями с деформациями приповерхностных пород в пункте "Карымшина"[7], расположенном в 20 км юго-западнее пункта "Микижа". В обоих пунктах приповерхностные породы являются осадочными с толщиной слоя примерно 50 м. Они представляют песчано-глинистую смесь, содержащую щебень и крупные камни. Одновременные атмосферно-электрические, геоакустические и деформационные измерения, проведенные в пункте "Карымшина"[8], показали, что разные по знаку аномальные возмущения градиента потенциала V' и акустического давления P_s возникают при растяжении приповерхностных осадочных пород. При их сжатии наблюдаются только возмущения акустической эмиссии. Все возмущения зарегистрированы при отсутствии дождя и сильного ветра, слабо меняющемся атмосферном давлении и деформациях пород на два порядка больше приливных, что свидетельствует об их тектонической природе.

Появление одновременных возмущений атмосферного электрического поля и геоакустической эмиссии можно объяснить с позиции рассмотрения приповерхностных осадочных пород как полидисперсной пористой структуры малой прочности. При растяжении и сжатии такой структуры происходят относительные микросмещения фрагментов, генерирующие акустические сигналы. Возмущения электрического поля только при растяжении пород связаны, вероятнее всего, с выходом из земли радона и торона. Растяжение сопровождается раскрытием пор и расширением трещин, которые увеличивают выход этих радиоактивных газов, а сжатие – закрытием пор и перекрытием трещин, которые уменьшают их выход. Поступающие в атмосферу радон и торон вызовут увеличение интенсивности ионообразования у поверхности земли. В результате, как впервые теоретически показал Хоппель [9], при хорошей погоде в некотором слое воздуха появится отрицательный заряд, который приведет к реверсу обычного электродного эффекта. Он наблюдался многими исследователями. Обусловленный повышенной ионизацией воздуха отрицательный объемный заряд сохраняется и при слабом ветре [10]. Появление, существование и разрушение этого заряда, создающего обратное по знаку локальное электрическое поле, вызовут бухтообразное уменьшение градиента потенциала V' у поверхности земли.

Литература

- 1. Гохберг М.Б., Моргунов В.А., Похотелов О.А. Сейсмоэлектромагнитные явления. М.: Наука, 1988. 174 с.
- 2. Сидорин А.Я. Предвестники землетрясений. М.: Наука, 1992. 192 с.
- 3. *Руленко О.П.* Оперативные предвестники землетрясений в электричестве приземной атмосферы // Вулканология и сейсмология. 2000. № 4. С. 57 68.
- Купцов А.В., Ларионов И.А., Шевцов Б.М. Особенности геоакустической эмиссии при подготовке камчатских землетрясений // Вулканология и сейсмология. – 2005.
 № 5. – С. 45 - 59.
- 5. *Купцов А.В., Марапулец Ю.В., Мищенко М.А. и др.* О связи высокочастотной акустической эмиссии приповерхностных пород с электрическим полем в приземном слое атмосферы // Вулканология и сейсмология. 2007. № 5. С. 71 76.
- 6. *Марапулец Ю.В., Руленко О.П., Мищенко М.А. и др.* Связь высокочастотной геоакустической эмиссии с электрическим полем в атмосфере при сейсмотектоническом процессе // ДАН. – 2010. – Т. 431. – № 2. – С. 242 - 245.

- 7. Долгих Г.И., Купцов А.В., Ларионов И.А. и др. Деформационные и акустические предвестники землетрясений // ДАН. 2007. Т. 413. № 1. С. 96 100.
- Марапулец Ю.В., Руленко О.П., Ларионов И.А. и др. Одновременный отклик высокочастотной геоакустической эмиссии и атмосферного электрического поля на деформирование приповерхностных осадочных пород // ДАН. – 2011. – Т. 440. – № 3. – С. 403 - 406.
- Hoppel W.A. Theory of the electrode effect // J. Atm. and Terr. Phys. 1967. V. 29. - P. 709 - 721.
- Куповых Г.В., Морозов В.Н., Шварц Я.М. Теория электродного эффекта в атмосфере. – Таганрог: Изд-во ТРТУ, 1998. 123 с.

Results of investigation of the relation between geoacoustic emission and atmospheric electric field in Kamchatka

Marapulets Yu.V.¹, Rulenko O.P.^{1,2}, Mishchenko M.A.¹, Larionov I.A.¹

¹ Institute of Cosmophysical Researches and Radio Wave Propagation FEB RAS, Russia ² Institute of Vulcanology and Seismology FEB RAS, Russia

Results of joint investigation of geoacoustic emission and atmospheric electric field by the ground surface, which have been carried out in Kamchatka since 2005, are presented. It has been discovered for the first time, that during calm weather conditions (no rain, strong or moderate wind, low atmospheric pressure) simultaneous disturbances of these geophysical fields are sometimes observed. They are manifested in the form of bay-like decreases of electric field gradient potential up to the change of sign, which appear during sharp and considerable increase of acoustic pressure in kilohertz frequency range. Applying non-parametric methods for correlation analysis and according to the data of two summer-autumn experiments, highly significant feedback coupling between mean hour values of geoacoustic emission and of electric field was statistically determined. Up-to-date geoacoustic, atmospheric-electric and deformation measurements has shown that different in sign anomalous disturbances of emission and electric field occur when near surface sedimentary rock deformation velocity is increased during tension. Possible mechanism of appearance of the determined relation is considered.
Некоторые свойства фрактального параметрического осциллятора

Паровик Р.И.

Институт космофизических исследований и распространения радиоволн ДВО РАН , Россия

romanparovik@gmail.com

В работе рассмотрена модель фрактального параметрического осциллятора. Получено и исследовано его решение. Построены диаграммы Стретта-Айнса и фазовые траектории в зависимости от фрактальных параметров входящих в исходное уравнение.

Введение

В изучении нелинейных динамических систем часто применяется понятие нерегулярного аттрактора для описания детерминированного хаоса. Нерегулярный аттрактор, как правило, представляет собой фрактал со сложной геометрией [1]. В свою очередь понятие фрактала согласуется с теорией физики открытых систем и другими важными понятиями синергетикой и самоорганизацией [2].

Применение понятия фрактала в нелинейных динамических системах привело к необходимости разработки новых методов их анализа. Одним из таких, на мой взгляд, эффективных методов является метод дробных производных [3]. Этот метод позволяет определить закономерности явлений не только в нелинейных динамических системах, но и в других системах: экономических или социально-гуманитарных. Такая возможность метода обусловлена тем, что за счет изменения порядка дробной производной мы не только подтвердим известные, но и придем к новым результатам.

Разработка теории фрактальных колебательных систем может рассматриваться как метод изучения динамических процессов в естественных средах, например в иносферномагнито- сферной плазме для описания диффузии резонансных фотонов.

Постановка задачи и метод решения

Пусть некоторая колебательная система описывается дифференциальным уравнением второго порядка вида:

$$u''(\tau) = F(t, u(t)) \tag{1}$$

F(t, u(t)) — некоторая сила, которая зависит от смещения u(t). Пусть эта зависимость выглядит так:

$$F(t, u(t)) = -\frac{1}{\Gamma(\beta - 1)} \int_{0}^{t} \frac{u(\tau) \left[\cos(\omega\tau) \delta + \xi\right] d\tau}{(t - \tau)^{\beta - 2}}.$$
(2)

Здесь ξ и δ параметры – заданные константы, $1 < \beta < 2$. Интеграл (2) со степенным ядром означает, что колебательная система обладает нелокальностью по времени, т.е. "памятью". Уравнение (1) с учетом представления (2) можно переписать так:

$$u''(\tau) = -\frac{1}{\Gamma(\beta - 1)} \int_{0}^{t} \frac{u(\tau) \left[\cos\left(\omega\tau\right)\delta + \xi\right] d\tau}{\left(t - \tau\right)^{2-\beta}}$$
(3)

Можно показать, что уравнение (3) можно переписать в терминах производной дробного порядка:

$$\partial_{0t}^{\beta} u\left(\tau\right) + \left[\delta + \xi \cos\left(\omega t\right)\right] u\left(t\right) = 0, \tag{4}$$

которая определяется так $\partial_{0t}^{\beta} u(\tau) = \frac{1}{\Gamma(2-\beta)} \int_{0}^{t} \frac{u''(\tau) d\tau}{(t-\tau)^{\beta-1}}.$

Заметим, что в случае, когда $\beta = 2$ уравнение (4) описывает эффект параметрического резонанса и называется уравнением Матье

$$u''(t) + \left[\delta + \xi \cos\left(\omega t\right)\right] u(t) = 0 \tag{5}$$

Отметим, что если положить в уравнении (4) $\xi = 0$ и $\delta = \phi^{\alpha}$, то оно переходит в известное уравнение дробного (фрактального) осциллятора, которое подробно исследуется в работах [4]-[6]:

$$\partial_{0t}^{\beta} u\left(\tau\right) + \omega^{\beta} u\left(t\right) = 0. \tag{6}$$

В работе [4] моделирование фрактального осциллятора проводились с помощью оператора дробного дифференцирования Римана-Лиувилля, в работах [5] и [6] с помощью оператора Капуто (5), однако правильней называть его оператором Герасимова-Капуто, так как упоминания об этом операторе можно найти в работе Герасимова А.Н. (1948 г.) [7].

В работе автора [8] исследовалась задача Коши для более общего уравнения типа (4): найти решение u(t), где $t \in [0, T]$:

$$\partial_{0t}^{\beta} u\left(\tau\right) + \left[\delta + \xi \cos_{\alpha}\left(\omega t\right)\right] u\left(t\right) = 0,\tag{7}$$

с начальными условиями

$$u(0) = u_1, u'(0) = u_2.$$
 (8)

Здесь $\cos_{\alpha}(\omega t) = E_{\alpha,1}[-(\omega t)^{\alpha}] = \sum_{k=0}^{\infty} \frac{(-1)^k (t\omega)^{\alpha k}}{\Gamma(\alpha k+1)}$ – обобщенный косинус [5], представляет собой функцию типа Миттаг-Леффлера с параметром $1 < \alpha < 2$ и который при значении параметра $\alpha = 2$ совпадает с обычным косинусом, т.е. $\cos_2(\omega t) = \cos(\omega t)$. Параметры u_1 , u_2 – заданные константы.

В результате уравнение (7) представляет собой обобщение уравнений (4) и уравнения Матье (5) и фрактального осциллятора (6). Колебательную систему, описываемую уравнением (7) условно будем называть *фрактальным параметрическим осциллятором* и его можно записать в виде:

$$u(t) - \xi \int_{0}^{t} K(t,\tau) u(\tau) d\tau = g(t)$$
(9)

Здесь ядро – $K(t,\tau) = (t-\tau)^{\beta-1} E_{\beta,\beta} \left[-\delta (t-\tau)^{\beta} \right] \cos_{\alpha} (\omega \tau)$ и правая часть (9) $g(t) = u_1 E_{\beta,1} \left(-\delta t^{\beta} \right) + u_2 t E_{\beta,2} \left(-\delta t^{\beta} \right).$

Заметим, что если в (9) положить $\xi = 0$, то мы получим известное решение уравнения фрактального осциллятора [4].:

$$u(t) = u_1 E_{\beta,1} \left(-\delta t^{\beta} \right) + u_2 t E_{\beta,2} \left(-\delta t^{\beta} \right)$$

Решение интегрального уравнения (9) можно найти численно с помощью квадратурных формул.

Диаграммы Стретта-Айнса. Рассмотрим дифференциальное уравнение (4) в дробных производных при $\omega = 1$:

$$\partial_{0t}^{\beta} u\left(\tau\right) + \left[\delta + \xi \cos\left(t\right)\right] u\left(t\right) = 0 \tag{10}$$

Определим, при каких условиях может существовать параметрический резонанс. Для этого в $\delta - \xi$ плоскости необходимо определить области устойчивости и неустойчивости решения уравнения (10), построив диаграммы Стретта-Айнса. Как правило, в области неустойчивости существует параметрический резонанс, который приводит к возрастанию амплитуды колебаний. Оценим параметр δ :

$$\delta = \frac{1}{2^{\beta}} \sin\left((\beta - 1)\pi/2\right) \pm \frac{1}{2^{\beta+1}} \sqrt{2^{2\beta}\xi^2 - 4\cos^2\left((\beta - 1)\pi/2\right)} \tag{11}$$

Если в формуле (11) положить $\beta = 2$ получим известное соотношение для классического параметрического резонанса Матье в первом приближении:

$$\delta = \frac{1}{4} \pm \frac{\xi}{2} \tag{12}$$

На рис.1а, в качестве примера, построена диаграмма Стретта-Айнса согласно соотношению (12).



Рис. 1. Диаграмма Стретта-Айнса для параметра δ : а) кривые построены при $\beta = 2$; б) кривые построены в зависимости от параметра β : 1) - $\beta = 1.8$; 2) - $\beta = 1.6$; 3) - $\beta = 1.2$.

Из рис. 16 видно, что при уменьшении параметра β изменяется вид кривых, т.е. изменяются границы областей устойчивости и неустойчивости. Область неустойчивости сужается при значениях параметра $\beta \to 1$, поэтому эффект параметрического резонанса уменьшается.

Анализ решения уравнения (10) показал, что при изменении параметр
а β сужается область неустойчивости.

Фазовые траектории. Определенный интерес представляет изучение фазовых траекторий колебательной системы, так как это позволяет на качественном уровне понять ее поведение, определить в моменты времени ее состояние.

В численном моделировании для простоты будем полагать, что $u_2 = 0$ и $u_1 = \omega = 1$. На рис.2. приведены фазовые траектории с параметрами $n = 100, t \in (0, 2\pi)$ для следующих случаев: (рис.2a) гармонический осциллятор – окружность и фрактальный осциллятор – $\beta = \{1, 8; 1, 6; 1, 4\}, \xi = 0$,(рис.2б) фрактальный параметрический осциллятор – $\beta = \{1, 8; 1, 6; 1, 4\}, \alpha = 2, \xi = 1$ и (рис. 2c) $\alpha = \{1, 8; 1, 6; 1, 4\}, \beta = 1.8, \xi = 1$.

Фазовая траектория–окружность соответствует классическим гармоническим колебаниям системы, а фазовые траектории фрактального осциллятора согласуются с фазовыми траекториями, построенными в работе [4].

Новые результаты приведены на рис.26 и рис.2c. В первом случае при фиксированном значении $\beta = 1.8$ и при разных значениях α , фазовые траектории параметрического осциллятора, в общем, похожи на фазовые траектории фрактального осциллятора (рис.



Рис. 2. Фазовые траектории а) гармонический и фрактальный осциллятор ξ : кривая 1- $\beta = 1.8$, кривая 2 - $\beta = 1.6$, кривая 3 - $\beta = 1.4$; фрактальный параметрический осциллятор b) $\alpha = 2$ и $\xi = 1$: кривая 1 - $\beta = 1.8$, кривая 2 - $\beta = 1.6$, кривая 3 - $\beta = 1.4$ и c) $\beta = 1.8$ и $\xi = 1$: кривая 1 - $\alpha = 1.8$, кривая 2 - $\alpha = 1.6$, кривая 3 - $\alpha = 1.4$.

2а), но имеют несколько иной затухающий вид типа устойчивого фокуса. Видно (рис. 2б), что несколько раз происходит перегруппировка траекторий. Это обусловлено свойствами функции обобщенного косинуса, который входит в исходное уравнение (1). Фазовая траектория на рис. 2с. была построена при фиксированном значении $\alpha = 2$ и разных значениях параметра β . Фазовые траектории в этом случае имеют принципиально другой вид.

Заключение

В настоящей работе с помощью решения задачи Коши (7) – (8), которое обобщает известные решения для гармонического и фрактального осцилляторов, были построены фазовые траектории. Расчеты подтвердили ранее полученные результаты [4] и привели к новым. Фазовые траектории параметрического осциллятора отличаются от ранее известных и обладают более сложной структурой. Поэтому возможны нелинейные эффекты в таких системах.

Работа выполнена по программе ОФН РАН V.14(проект 12-I-OФH-15).

Автор благодарит Шевцова Б.М. за обсуждение результатов работы.

Литература

- 1. *Анищенко В.С., Вадивасова Т.Е.* Лекции по нелинейной динамике. М.– Ижевск: Регулярная и хаотическая динамика, 2011. 516 с.
- 2. Климонтович Ю.Л. Введение в физику открытых систем. М.: Янус-К, 2002. 284 с.
- 3. Учайкин В.В. Метод дробных производных. Ульяновск: Артишок, 2008. 512 с.
- 4. *Мейланов Р.П., Янполов М.С.* Особенности фазовой траектории фрактального осциллятора \\ Письма ЖТФ, 2002. Т 28. вып. 1. С. 67-73.
- 5. *Нахушева В.А.* Дифференциальные уравнения математических моделей нелокальных процессов – М.: Наука, 2006. – 173 с.
- 6. *Mainardi F.* Fractional relaxation-oscillation and fractional diffusion-wave phenomena \\ Chaos, Solitons and Fractals, 1996. Vol. 7, №9. P. 1461-1477

- Герасимов А.Н. Обобщение линейных законов деформирования и его применение к задачам внутреннего трения // Прикладная математика и механика, 1948. Т. 12. С. 251-260.
- 8. *Паровик Р.И*. Задача Коши для обобщенного уравнения Матье \\ Доклады АМАН, 2011. Т.13. №13. С. 90-98.

Phase analysis of fractal oscillating systems

Parovik R.I.

Institute of Cosmophysical Researches and Radio Wave Propagation FEB RAS, Russia

The paper presents phase analysis of oscillating systems with fractal properties. Fractal properties of such systems are determined by external force effect, which depend not only on time but also on shift. This dependence is presented by fractional integral with exponential kernel, which characterizes memory feature and gives a possibility for better interpretation of different effects in such systems and for their application in geophysical fields.

Особенности изменения магнитного момента Земли по наблюдениям в различных точках земной поверхности

Семаков Н.Н.

Институт геологии и минералогии CO PAH, Россия semakov@igm.nsc.ru

Непрерывная запись трех независимых параметров вектора магнитного поля в магнитной обсерватории дает наиболее полную и достоверную информацию об изменениях во времени любого из семи элементов земного магнитизма: склонения (D) и наклонения (I), горизонтальной (H), северной (X), восточной (Y) и вертикальной (Z) составляющих, а также модуля вектора магнитного поля (T). Все эти параметры магнитного поля мы можем однозначно связать с параметрами одного диполя, расположенного на любом расстоянии (R) от точки измерения, но определенным образом ориентированного и имеющего определенный магнитный момент (M). Изменением ориентации и магнитного поля. Но единого диполя можно описать меняющиеся во времени параметры магнитного поля. Но единого даже для двух точек диполя может и не существовать.

Сопоставление параметров магнитного поля в разных точках и в разное время затруднено тем обстоятельством, что значение так называемых "силовых" элементов земного магнетизма (H,X,Y,Z,T) изменяются не только при изменении магнитного момента диполя, но и при изменении его ориентации. Поэтому встречаются, хотя и не часто, ситуации, когда изменения величин T и M имеют противоположный знак.



Рис. 1

На рис.1 заметно, что в последние годы величина магнитного поля в обсерватории Новосибирск возрастает со скоростью 3-5% за столетие, а магнитный момент диполя убывает со скоростью 1-2% за столетие. Противоположный характер изменения М и Т наблюдался здесь также в 1974-1978 и в 1988-1992 году.

Единицы, в которых отражено на этом и последующих графиках изменение магнитного момента и модуля магнитного поля (% за столетие) выбраны не случайно: именно в таких единицах чаще всего публикуются сведения об уменьшении "среднего" магнитного момента Земли за время инструментальных наблюдений. Но вопрос о том, из каких "региональных" тенденций складывается это "глобальное уменьшение" и насколько корректна задача его получения, обычно не рассматривается. Хотя необходимо отметить, что для изучения именно этих вопросов еще в начале 20-го века американским геофизиком Л.А.Бауэром было предложено использовать величину G, связанную с магнитным моментом диполя (M) и расстоянием до него (R) простым соотношением: $M=G^*R^3/1/$. Бауэр назвал G "локальной магнитной постоянной", но возможно по причине непонятого или не принятого некоторыми коллегами названия эта характеристика магнитного поля не получила широкого применения, хотя отдельные исследователи и обращались к ней для решения конкретных вопросов /2,3/. "Постоянство" G означает ее неизменность при любом изменении ориентации диполя. То есть для модели единого центрального диполя эта величина должна зависеть только от расстояния до этого диполя и его магнитного момента.

Для расчета величины G и сравнения характера изменения магнитного момента в разных регионах мы пользовались данными о среднегодовых значениях измеряемых в обсерваториях элементов земного магнитизма с сайта <u>http://geomag.org</u> и имеющимися в нашем распоряжении каталогами.



Рис. 2

На рис.2 видно, что магнитный момент по данным обсерватории Вассорас (Бразилия) убывает за последние десятилетия со скоростями, достигающими 30 и более процентов за столетие и значительно превышающими скорость уменьшения величины магнитного поля.

Обсерватории с длинными рядами наблюдений показывают, что скорость изменения магнитного момента (Vм) подвержены вековым вариациям с характерными временами, близкими к временам самых значительных по амплитуде 60-летних вековых вариаций величины магнитного поля.





331

На рис.3 прослеживается циклический характер изменения магнитных параметров в обсерватории Санкт - Петербург. Разрывы кривых связаны с переносом обсерватории и изменением базисных значений.

Глобальные пространственные неоднородности и вековых вариации угловых (D,I) и так называемых "силовых" (H,X,Y,Z,T) элементов земного магнитизма изучаются достаточно интенсивно. Что же касается глобальных пространственно-временных неоднородностей величины G, в полном смысле слова силовой характеристикой магнитного поля в любой точке земной поверхности, зависящей не от ориентации диполя, а только от его магнитного момента, то со времен Бауэра изучению этих неоднородностей лишь изредка придавалось какое-то значение /4/.

Между тем, наличие в настоящее время двух отчетливых глобальных особенностей локальной магнитной постоянной (максимума с эпицентром в районе Бенгальского залива и минимума с эпицентром в Капской котловине) свидетельствует, к примеру, о бесперспективности поиска "оптимального" единого для Земли смещенного диполя. При существенном, в сравнении с различием в экваториальном и полярном радиусах, смещении единого диполя от центра Земли, расстояние между максимумом G (в ближайшей к диполю точке) и минимумом G (в наиболее удаленной от диполя точке) должно равняться 180 градусам дуги большого круга. Но в действительности расстояние между указанными выше областями с максимальным и минимальным значением G не превышает 100 градусов. В то же время, разброс в значениях величины G слишком велик (41 000 nT и 15 000 nT), чтобы можно было объяснить его формой и рельефом земной поверхности в рамках модели единого центрального диполя.



Рис. 4

Для обсерваторий Валенсия (Ирландия) и Санкт – Петербург можно отметить как общие черты в ходе кривых Vм в одни и те же годы, так и некоторые отличия, что говорит о возможной некорректности в случае осреднения даже при не очень большой удаленности точек. Это касается не в меньшей степени и временного осреднения.

Литература

- Bauer L.A. The local magnetic constant and its variations // Terr. Mag. -sept.1914.-V.19.- P.113-125.- Washington.
- Ispir Y., Isikara A.M., Ozden H. Variation in the local magnetic constant and conductivity of Turkey // J.Geomag.Res. -1976. – V.103.- P.17489-17504.
- 3. Bronstein K.G. Application of a local magnetic constant for geological interpretation of

magnetic anomalies // Information book on terrestrial magnetism and electricity. -1937.- $\mathbb{N}3$.- P.16-17.- Leningrad.

 Семаков Н.Н. Глобальные закономерности изменения магнитного момента Земли по данным магнитных обсерваторий // Геология и геофизика.- 1996.-Т.37.- №11.- С.83-87.

Peculiarities of the Earth magnetic moment change according to the observations at different points of the Earth surface

Semakov N.N.

Institute of Geology and Minerology SB RAS, Russia

Estimations of local magnetic constant in different regions during one epoch and of magnetic moment change rate during magnetic observatory operation with long observation series have been carried out. A number of interesting regularities have been determined which make us to be more attentive to the investigation of global and regional peculiarities in spatial-temporal morphology of the Earth magnetic field. Within the hypothesis on a single central dipole, it is impossible to explain the difference in the observable characteristics of the magnetic field by the Earth surface form and relief. Real distances from this surface to the center of the Earth differ by not more than 28 km (the top of Chimborazo Mountain in Ecuador and the ice surface in the North Pole). But for the same value of central dipole magnetic moment the distance difference to it from the farthest and the closest points of the Earth surface must exceed 2200 km. The hypothesis on a single shifted dipole also contradicts with magnetic observatory data transformed into local magnetic constant, introduced at the beginning of the 20-th century by Bauer L.A. just to estimate the Earth magnetic moment change in different regions, and forgotten, to our opinion, unfairly by modern magnetologists. "Average" decrease of the Earth magnetic moment with the rate of 5 percent per a century is, in reality, composed of its increase in some regions with the rates up to 20 percent per a century and decrease in other regions with the rates up to 50 percent per a century. For the majority of the magnetic observatories, magnetic moment change rate also undergoes considerable in amplitude variations with characteristic time of about 60-100 years.

Об одном эволюционном уравнении для задач ударного деформирования нелинейно упругих неоднородных сред

Рагозина В.Е., Иванова Ю.Е.

Институт автоматики и процессов управления Дальневосточного отделения PAH, Россия ragozina@vlc.ru, ivanova@iacp.dvo.ru

Свойствам ударных волн в нелинейно упругих средах посвящено большое число исследований [1–3]. Из них хорошо известно, что в общем случае механизм образования и последующего движения поверхностей сильных разрывов зависит от свойств упругой среды, от наличия в ней предварительных деформаций, от интенсивности разрыва, а также от послеударного воздействия на границе [1–3]. Скорости ударных волн и геометрия этих поверхностей за исключением простейших краевых задач тоже входят в число неизвестных величин, поэтому ряд краевых условий ставится на поверхностях с заранее неизвестным положением. Наконец, по своему типу ударные волны в твердом теле перестают быть чисто продольными или поперечными и приобретают смешанный характер [2, 3].

В качестве теоретического метода исследования обобщенных решений для задач динамики с поверхностями разрывов деформаций необходимо в первую очередь указать метод малого параметра. В частности, такой его вариант, как метод сращиваемых асимптотических разложений [4]. Анализ основного, внешнего разложения позволяет указать те пространственно-временные области, где нелинейность является доминирующим фактором. Одновременно для этих областей оказывается возможным определить нелинейное эволюционное уравнение, более простое, чем исходные уравнения задачи, но сохраняющее основные свойства нелинейного волнового процесса. Такое уравнение возникает при изучении плоских одномерных волновых процессов в нелинейно упругих средах на достаточно больших расстояниях от нагружаемой границы [5–6]. Для массивов большой протяженности дополнительным фактором, влияющим на волновой деформационный процесс, может стать неоднородность свойств среды в направлении движения ударной волны. Рассмотрим один из вариантов такой неоднородности — слабую неоднородность степенного типа.

Общая система уравнений, задающая свойства и динамику нелинейно упругой изотропной сжимаемой среды в декартовой пространственной системы координат Эйлера x_1, x_2, x_3 , имееет вид

$$v_{i} = \dot{u}_{i} + u_{i,j}v_{j}, \quad \rho = \rho_{0}det(\delta_{ij} - u_{i,j}), \quad \alpha_{ij} = \frac{1}{2}(u_{i,j} + u_{j,i} - u_{k,i}u_{k,j}),$$

$$\sigma_{ij} = \frac{\rho}{\rho_{0}}\frac{\partial W}{\partial \alpha_{ik}}(\delta_{kj} - 2\alpha_{kj}), \quad \sigma_{ij,j} = \rho(\dot{v}_{i} + v_{i,j}v_{j}),$$

$$W(I_{1}, I_{2}, I_{3}) = \frac{\lambda}{2}I_{1}^{2} + \mu I_{2} + lI_{1}I_{2} + mI_{1}^{3} + nI_{3} + ...,$$

$$I_{1} = \alpha_{ii}, \quad I_{2} = \alpha_{ij}\alpha_{ji}, \quad I_{3} = \alpha_{ij}\alpha_{jk}\alpha_{ki}, \quad \dot{u}_{i} = \frac{\partial u_{i}}{\partial t}, \quad u_{i,j} = \frac{\partial u_{i}}{\partial x_{j}}.$$
(1)

Здесь ρ_0 и ρ — плотность среды в свободном и текущем состояниях, u_i и v_i — компоненты векторов перемещения и скорости среды, α_{ij} — компоненты тензора деформаций Альманси, σ_{ij} — компоненты тензора напряжений Эйлера-Коши, W — функция упругого потенциала, заданная рядом Тейлора в окрестности свободного состояния для случая адиабатического приближения, λ , μ , l, m, n — упругие модули среды, причем первые два — параметры Ламе. В уравнениях (1) принято суммирование по повторяющимся индексам.

Относительно констант упругой среды сделаем дополнительное предположение, счи-

тая, что они имеют слабую зависимость от координаты x_1 , то есть

$$\lambda = \lambda_0 + \varepsilon^2 \tilde{\lambda}_1 s, \quad \mu = \mu_0 + \varepsilon^2 \tilde{\mu}_1 s, \quad \rho_0 = \tilde{\rho}_0 + \varepsilon^2 \tilde{\rho}_1 s, \quad l = l_0 + \varepsilon^2 \tilde{l}_1 s, \tag{2}$$
$$m = m_0 + \varepsilon^2 \tilde{m}_1 s, \quad n = n_0 + \varepsilon^2 \tilde{n}_1 s, \quad s = \frac{x_1}{C_1 T}, \quad C_1 = \sqrt{\frac{\lambda_0 + 2\mu_0}{\tilde{\rho}_0}},$$

где λ_0 , $\tilde{\lambda}_1$, μ_0 , $\tilde{\mu}_1$, $\tilde{\rho}_0$, $\tilde{\rho}_1$, l_0 , \tilde{l}_1 , m_0 , \tilde{m}_1 , n_0 , \tilde{n}_1 — константы, C_1 — скорость продольных упругих волн в линейном приближении с исключенной неоднородностью среды, T и C_1T — характерное время и характерное расстояние, $\varepsilon \ll 1$ — малый параметр задачи.

Рассмотрим нелинейно упругое предварительно недеформированное полупространство $x_1 \ge 0$. Начиная с момента t = 0 на его границе под действием приложенной нагрузки известны перемещения

$$u_1\Big|_{x_1=f_0(t), t\ge 0} = f_0(t), \quad u_2\Big|_{x_1=f_0(t), t\ge 0} = u_3\Big|_{x_1=f_0(t), t\ge 0} = 0, \quad f_0'(0) > 0.$$
(3)

Такие перемещения границы приводят к мгновенному образованию ударной волны. Перемещения точек среды сводятся к $u_1 = u_1(x_1, t), u_2 = u_3 = 0$. При этом ударная волна становится чисто продольной [2], для ее скорости получим формулу

$$G_1^2 = \frac{\lambda + 2\mu}{\rho_0} \left\{ 1 + \left(1 - \frac{\alpha}{\lambda + 2\mu} \right) \tau_1 + \dots \right\},$$
(4)
$$\tau_1 = [u_{1,1}] = -u_{1,1}^-, \quad \alpha = -\frac{7}{2}(\lambda + 2\mu) + 3(l + m + n),$$

в которой многоточием обозначены невыписанные слагаемые с более высокой малостью по степеням интенсивности τ_1 . На переднем фронте ударной волны должны быть выполнены краевые условия

$$u_1\Big|_{\substack{x_1=\int_0^t G_1(\xi)d\xi}} = 0, \quad \tau_1 = u_{1,1}^-\Big|_{\substack{x_1=\int_0^t G_1(\xi)d\xi}}.$$
(5)

Следствием общей системы уравнений (1), (2) будет следующее уравнение движения:

$$(\lambda + 2\mu + 2\alpha u_{1,1}) u_{1,11} + ((\lambda + 2\mu)_{,1} + \alpha_{,1}u_{1,1}) u_{1,1} + \dots =$$

$$= \frac{\rho_0}{(1 - u_{1,1})^2} \{ \ddot{u}_1 (1 - 2u_{1,1}) + 2\dot{u}_{1,1}\dot{u}_1 \} + \dots$$
(6)

В безразмерных переменных $s = \frac{x_1}{C_1 T}, \quad m = \frac{t}{T}, \quad w(s,m) = \varepsilon^{-1} \frac{u_1(x_1,t)}{C_1 T},$ получим внешнее разложение решения задачи:

$$w(s,m) = f(\xi) + \varepsilon \left\{ -\frac{\alpha_0}{4} \left(f'(\xi) \right)^2 s + f'(\xi) f_1(\xi) \right\} + \dots,$$
(7)
$$\alpha_0 = -9 + 6 \frac{l_0 + m_0 + n_0}{\lambda_0 + 2\mu_0}, \quad \xi = m - s \ge 0,$$

где $f(\xi)$ — известная функция краевого условия на границе полупространиства. В рассматриваемом случае отметим, что неоднородные свойства сказываются на внешнем решении, начиная с $w_2(s,m)$. Так как ряд (7) при $\xi \sim 1$ теряет равномерность при $s \sim \varepsilon^{-1}$, то переменными внутреннего решения выберем $n = \varepsilon s$, p = s - m, w = w(p, n). Предполагая представление w(p, n) рядом по степеням ε и записывая уравнение (6) в новых переменных, на нулевом шаге метода получим нелинейное уравнение

$$v_{0,n} + \left(\frac{\alpha_0}{2}v_0 + \gamma n\right)v_{0,p} = 0, \quad v_0 = w_{0,p}, \quad \gamma = \frac{\alpha_1 - \rho_1}{2}, \tag{8}$$
$$\alpha_1 = \frac{\tilde{\lambda}_1 + 2\tilde{\mu}_1}{\lambda_0 + 2\mu_0},$$

которое назовем эволюционным уравнением для рассматриваемого баланса нелинейности и неоднородности. Оно переходит в уравнение Коула-Хопфа при $\alpha_1 = \rho_1 = 0$. Переход к этому уравнению оказался возможен только за счет изменения масштаба координаты *s*. В уравнении (8) видно, что тангенс угла наклона его характеристик определяется аддитивно нелинейными слагаемыми и слагаемыми, обусловленными неоднородностью. Вдоль характеристик здесь не происходит искажение исходного импульса, и общее решение задается как

$$v_0 = F_0 \left(p - \frac{\alpha_0}{2} v_0 n - \frac{\gamma}{2} n^2 \right),$$
(9)

то есть характеристики уравнения (8) в плоскости p, n — семейство парабол. Для определения положения переднего фронта продольной ударной волны из уравнения эйконала $t = \int_{0}^{x_1} G_1^{-1}(y) dy$ в переменных p, n получим такое обыкновенное дифференциальное уравнение:

$$\frac{dp_0}{dn} = \frac{\alpha_0}{4} v_0(p_0(n), n) + \gamma n, \quad p_0(0) = 0,$$
(10)

где $p(n) = p_0(n) + \varepsilon p_1(n) + \ldots$ – асимптотический ряд, связывающий координаты p, n на ударной волне. Из уравнения (10) следует, что в данном случае отклонение ударной волны от характеристики определяется только нелинейным фактором.

В качестве достаточно простого конкретного примера рассмотрим граничные перемещения, для которых $f_0(t) = vt + \frac{at^2}{2}$. Для них граничное условие внешней краевой задачи переходит в условие

$$w(s,m)\Big|_{s=\varepsilon\left(m+\frac{Am^2}{2}\right)} = m + \frac{Am^2}{2}, \quad \varepsilon = \frac{v}{C_1}, \quad A = \frac{aT}{v}.$$
(11)

Внешнее решение нетрудно получить на основе ряда (7). В качестве внутреннего решения из общего соотношения (9) выберем следующий частный вариант:

$$v_0(p,n) = \frac{B_1 + B_2 p - \frac{B_2 \gamma}{2} n^2}{1 + \frac{B_2 \alpha_0 n}{2}},$$
(12)

где B_1, B_2 — неизвестные константы. Тогда для функции $w_0(p,n)$ получим

$$w_0(p,n) = \frac{B_2 p^2}{2\left(1 + B_2 \frac{\alpha_0 n}{2}\right)} + \frac{\left(B_1 - \frac{B_2 \gamma}{2} n^2\right) p}{1 + B_2 \frac{\alpha_0 n}{2}} + \varphi_0(n),$$

где $\varphi_0(n)$ — неизвестная функция. Функцию $v_0(p, n)$ из (12) подставляем в уравнение (10) с учетом краевого условия $p_0(0) = 0$, что позволяет записать для положения ударной волны:

$$p_0(n) = \frac{2\gamma N^2}{B_2^2 \alpha_0^2} - \frac{4\gamma N}{B_2^2 \alpha_0^2} + \frac{B_1 \sqrt{N}}{B_2} + \frac{2\gamma}{B_2^2 \alpha_0^2} - \frac{B_1}{B_2}, \quad N = 1 + \frac{B_2 \alpha_0 n}{2}.$$
 (13)

В формуле (13) переход к решению для однородной среды происходит при $\gamma = 0$. Неизвестная функция $\varphi_0(n)$ должна быть определена условием (5) в переменных p, n, w(p, n), то есть $w_0(p, n)\Big|_{p=p_0(n)} = 0$, поэтому окончательно получим

$$w_0(p,n) = \frac{B_2(p^2 - p_0^2(n))}{2\left(1 + B_2\frac{\alpha_0 n}{2}\right)} + \frac{\left(B_1 - \frac{B_2\gamma}{2}n^2\right)(p - p_0(n))}{1 + B_2\frac{\alpha_0 n}{2}},$$

где $p_0(n)$ задается уравнением (13). Сопоставление внешнего и внутреннего решений определяет неизвестные константы: $B_1 = -1$, $B_2 = A$.

Приведенные в сообщении результаты могут быть перенесены на другие задачи (например, на задачи для чисто поперечных процессов в несжимаемых средах, или на случай другой функциональной зависимости неоднородных свойств от координат пространства).

Работа выполнена при частичной финансовой поддержке РФФИ (проект 11-01-00360а) и ДВО РАН (проект 13-III-B-03-011).

Литература

- 1. Бленд Д.Р. Нелинейная динамическая теория упругости. М.: Мир, 1972. 183 с.
- 2. *Куликовский А.Г., Свешникова Е.И.* Нелинейные волны в упругих средах. М.: Московский лицей, 1998. 412 с.
- 3. *Буренин А.А., Чернышов А.Д.* Ударные волны в изотропном упругом пространстве // ПММ. – 1978. – Т. 42. – Вып. 4. – С. 711–717.
- 4. Ван-Дайк М. Методы возмущений в механике жидкости. М.: Мир, 1967. 239 с.
- 5. Уизем Дж. Линейные и нелинейные волны. М.: Мир, 1977. 622 с.
- 6. *Рагозина В.Е., Иванова Ю.Е.* Об эволюционных уравнениях задач ударного деформирования с плоскими поверхностями разрывов // Вычислительная механика сплошных сред. – 2009. – Т. 2. – № 3. – С. 82–95.

The evolution equation for the shock deformation problems of nonlinear elastic inhomogeneous mediums

Ragozina V.E., Ivanova Yu.E.

Institute of Automation and Control Processes FEB RAS, Russia

Dynamic deformation of nonlinear elastic bodies, which is caused by the action of shortterm intensive loads, leads to a complex mechanical-physical process of shock waves formation and motion. Inhomogeneity of the medium should be considered as an additional important factor in solving dynamic problems for the great length domains (particularly in seismology). In this paper we present results of the problem solution of the longitudinal shock wave in the Murnaghan medium by a small parameter method. The elastic moduli of the medium and its density have weak power type inhomogeneity in the wave direction. The joint integration of the weak nonlinearity and weak inhomogeneity factors leads to a nonlinear distortion of characteristics and the shock wave formation. The hypothesis of the single-wave approximation allows to provide an approximate solution based on the analysis of the quasi-waves evolution equation in the frontal area of the anterior border of the deformation wave. This equation fundamentally depends on the balance between the nonlinear and inhomogeneous properties of the medium. The general solution of the evolution equation is presented. Examples of particular solutions of various boundary value problems on the basis of this decision are given.

Методические аспекты оценки триггерного воздействия сезонности на сейсмичность

СЕРАФИМОВА Ю.К. Камчатский филиал Геофизической службы РАН, Россия yulka@emsd.ru

В ряде работ последних десятилетий показано, что изучение геодинамических процессов и выяснение их причинной обусловленности невозможно без учета роли космических факторов, важнейшим из которых является гравитационное взаимодействие в системе Солнце – Земля – Луна.

Изучению связи возникновения землетрясений с периодическими и квазипериодическими природными ритмами, например, 11-летним и 22-летним солнечными циклами, 18.6летним лунным циклом посвящен ряд работ. В них показано, что возникновение сильных землетрясений приурочено к определенным фазам этих ритмов, например [2, 3, 7-10].

В [1, 6] рассматривалось внутригодовое распределение землетрясений в различных регионах и показано, в частности, что для Тихоокеанского региона максимальное количество сейсмических событий приходится на декабрь.

Если принять гипотезу о том, что длиннопериодные воздействия, обусловленные, главным образом, гравитационными планетарными взаимодействиями с периодами в первые годы – десятилетия, могут оказывать влияние на распределение сильных землетрясений во времени, то возникает закономерный вопрос, какова величина минимального периода природных процессов в системе Солнце – Земля – Луна, влияющего на сейсмичность. Могут ли короткопериодные взаимодействия, например, в течение времени не более одного года, оказывать какое-либо значимое воздействие на сейсмичность? Другими словами, можно ли рассматривать смену сезонов (времен года) в качестве триггерного воздействия на возникновение сильных землетрясений.

Для ответа на этот вопрос предпринята попытка проанализировать внутригодовое распределение землетрясений, но не по календарным месяцам, как это уже делалось раньше в [1, 6], а по сезонам, или временам года.

Следует отметить, что различают календарные, астрономические и климатические времена года. Астрономические времена года отсчитываются от дат солнцестояния и равноденствия и традиционно разделяются на весну, лето, осень и зиму.

Климатические времена года определяются фенологическими признаками в соответствии с природными явлениями. При этом каждый сезон отличается характерными для него погодными, температурными и др. условиями.

В настоящей работе рассматривается связь между возникновением сильных (M≥6.0) землетрясений Камчатки и Курильских островов и фазами астрономических внутригодовых сезонов.

Используемые данные, методика их анализа и обсуждение результатов

Смена времен года обусловливается годичным периодом обращения планеты вокруг Солнца и наклоном оси вращения Земли относительно орбитальной плоскости.

Началом весны в северном полушарии считается момент, когда центр Солнца, двигаясь по эклиптике и переходя из Южного полушария неба в Северное (20 или 21 марта), пересекает небесный экватор в точке весеннего равноденствия. В момент начала лета в северном полушарии (21 или 22 июня) Солнце проходит через самую северную точку эклиптики (точку летнего солнцестояния). В момент начала осени в северном полушарии (23 сентября) Солнце вторично пересекает экватор (в точке осеннего равноденствия), переходя из Северного полушария в Южное. Зима в северном полушарии начинается (21 или 22 декабря), когда Солнце проходит через наиболее южную точку эклиптики (точку зимнего солнцестояния) [4].

В работе приняты следующие даты начала и окончания сезонов [5]: зима: 22.декабря – 20 марта (продолжительность 89 дней); весна: 21 марта – 21 июня (продолжительность 93 дня); лето: 22 июня – 22 сентября (продолжительность 93 дня); осень: 23 сентября – 21 декабря (продолжительность 90 дней).

Каталоги землетрясений. Выборка камчатских землетрясений с величинами энергетического класса Ks≥12.6 проводилась из каталога КФ ГС РАН за период 01.01.1962 – 31.12.2012 гг. в районе 50° - 62° с.ш. и 152° - 169° в.д. для всех глубин и включает 158 событий. В выборку включались только те землетрясения, для которых хотя бы одна из определенных магнитуд была бы М≥6.0.

Выборка землетрясений с магнитудами М \geq 6.0 для района Курильских островов проводилась из каталога USGS [http://earthquake.usgs.gov/earthquakes/eqarchives/epic/] за период 01.01.1973 – 31.12.2012 гг. в районе 43° - 51° с.ш. и 145° - 158° в.д. для всех глубин и включает 177 событий.

Анализ распределения количества землетрясений по временам года показывает, что на Камчатке землетрясения в летние сезоны происходят реже, а в районе Курильских о-вов землетрясения чаще происходят осенью (табл.).

Таблица 1. Распределение количества землетрясений по временам года

Сезон	зима	весна	лето	осень
Камчатка	42	45	27	44
Ks \geq 12.6, M \geq 6.0				
Курильские острова	34	39	38	66
M≥6.0				

Для каждого землетрясения рассчитывалось значение фазы сезона, в котором оно произошло. Принимая продолжительность сезона за единицу, фаза любого события рассчитывается как отношение разности времени между возникновением события и началом соответствующего сезона к продолжительности сезона. Далее строились гистограммы распределения землетрясений по фазам сезонов с учетом энергетических параметров землетрясений (рис. 1, 2).

Обращает внимание, что количество камчатских землетрясений с Ks≥12.6 в начале и в конце сезона (кроме лета) увеличивается (рис. 1). Аналогичная тенденция прослеживается для более сильных землетрясений с Ks≥14.0, происходивших в зимний и осенний сезоны. Это может указывать на то, что смены астрономических сезонов имеют некоторое влияние на возникновение сильных землетрясений на Камчатке. В первую очередь, такое влияние на увеличение числа сильных землетрясений оказывает переход от осени к зиме и от весны к лету.

Анализ распределения курильских землетрясений с магнитудами М≥6.0 показывает, что наблюдается увеличение их количества к началу и к концу сезона, но только весной и осенью (рис. 2). При этом видно, что наибольший вклад в формирование эффекта определяют землетрясения в диапазоне магнитуд от 6.0 до 7.0. Значимых закономерностей в распределении более сильных землетрясений Курильских островов в зависимости



Рис. 1. Распределение камчатских землетрясений в зависимости от величин их энергетических классов и значений фазы сезона



Рис. 2. Распределение курильских землетрясений в зависимости от значений фазы сезона и значений магнитуд

от фаз сезонов не выявлено. Вместе с тем для более обоснованного вывода в отношении землетрясений с M≥7.0 недостаточно данных.

При анализе распределения землетрясений внутри всех сезонов в целом видно, что для камчатских землетрясений для всех энергетических диапазонов и всех сезонов сохраняется тенденция увеличения количества землетрясений к началу и к концу сезонов (рис. 3а). Для курильских землетрясений только в началах сезонов отмечается увеличение их количества (рис. 3б).

На основе анализа распределения сильных землетрясений Камчатки и Курильских островов в зависимости от фаз астрономических сезонов показано, что переходы от осени к зиме и, в меньшей степени, от весны к лету можно рассматривать как некоторое внешнее воздействие, обуславливающее повышенную частоту их возникновения.



Рис. 3. Распределение сильных камчатских (а) и курильских (б) землетрясений, полученное методом наложения эпох, в зависимости от значений фаз сезонов и энергетических диапазонов

Литература

- 1. *Андреева М.Ю, Сасорова Е.В., Левин Б.Ф.* Особенности внутригодового распределения землетрясений Курильского региона // Тихоокеанская геология.2009. Т. 28, № 5. С. 85-95.
- Барляева Т.В., Морозова А.Л., Пудовкин М.И. Влияние космических факторов на развитие землетрясений // Материалы Международной научно-практической конференции молодых ученых и специалистов "Геофизика-99Геофизические методы исследования Земли и недр Санкт-Петербург, 9-12 ноября 1999 г. М. 2000. С. 8-19.
- Бузевич А.В. Солнечная активность и сейсмичность на Камчатке // Сборник докладов III международной конференции "Солнечно-земные связи и электромагнитные предвестники землетрясений с. Паратунка, 16-21 августа 2004 г. Электронный ресурс [http://www.kcs.iks.ru/ikir].
- 4. *Климишин И.А.* Календарь и хронология. М.: Наука. Гл. ред. физ.-мат. лит., 1990. 480 с.
- 5. Куликовский П.Г. Справочник любителя астрономии. М.: ФИЗМАТГИЗ, 1961. 494 с.

- Левин Б.Ф., Сасорова Е.В., Журавлев С.А. Внутригодовая повторяемость активизации сейсмического процесса для Тихоокеанского региона // ДАН. 2005. Т. 403. № 4. С. 534-540.
- Серафимова Ю.К. О связи сильных (М_w ≥ 7.5) землетрясений Камчатки с солнечной активностью // Материалы научно-технической конференции "Геофизический мониторинг Камчатки 17-18 января 2006 г., г. Петропавловск-Камчатский. Петропавловск-Камчатский: Оттиск, 2006. С. 171-177.
- Сытинский А.Д. О связи землетрясений с солнечной активностью // Физика Земли. 1989. № 2. С. 13-30.
- 9. Широков В.А. Влияние космических факторов на геодинамическую обстановку и ее долгосрочный прогноз для северо-западной части Тихоокеанской тектонической зоны // Вулканизм и геодинамика. М.: Наука, 1977. С. 103-115.
- 10. Широков В.А., Серафимова Ю.К. О связи 19-летнего лунного и 22-летнего солнечного циклов с сильными землетрясениями и долгосрочный сейсмический прогноз для северо-западной части Тихоокеанского тектонического пояса // Вестник КРАУНЦ. Науки о Земле. 2006. № 2. Вып. № 8. С. 120-133.

Methodical aspects of estimation of trigger effect of seasonal prevalence on seismicity

Serafimova Yu.K.

Kamchatka Branch of the Geophysical Survey RAS, Russia

On the example of Kuril-Kamchatka region, the relation between earthquake occurrence and season change is considered. Season change is determined by the year cycle time of the Earth rotation around the Sun and by the inclination of the planet rotation axis relative to the orbital plane, and it can be considered as a trigger on earthquake occurrence with different energy level, including strong events.

In this study we use astronomical seasons, which are determined by the dates of solstices and equinoxes. Appling the epoch superposition method, statistical significance of timing between season phases and Kamchatka and Northern Kuril earthquakes is estimated.

Воздействие геомагнитных бурь на квазистатическое электрическое поле и метеорологические величины в приземной атмосфере

Смирнов С.Э.¹, Михайлова Г.А.², Капустина О.В.² ¹Институт космофизических исследований и распространения радиоволн ДВО РАН, Россия

²Институт земного магнетизма, ионосферы и распространения радиоволн им.Н.В. Пушкова, Россия

e-mail: sergey@ikir.ru yumikh@izmiran.ru

Исследованы эффекты геомагнитных бурь в октябре 2003 г., ноябре 2004 г. и апреле 2010 г. в вариациях напряженности и спектров мощности электрического поля в приземной атмосфере на Камчатке в комплексе с одновременно наблюдаемыми метеорологическими и геофизическими параметрами. Исследования влияния солнечной и геомагнитной активностей на квазистатическое электрическое поле и метеорологические величины в приземной атмосфере на высоких и средних широтах проводятся сравнительно давно. Этому вопросу посвящена довольно обширная литература. Анализ работ, выполненных в последнее время, приведен в работе [1], в которой показана противоречивость полученных результатов и предлагаемых механизмов наблюдаемых эффектов.

Реакцию электрических и метеорологических процессов в приземной атмосфере на мощную геомагнитную бурю целесообразно рассматривать методом наложенных эпох в комплексе с процессами, происходящими на Солнце и у земной поверхности. В этой связи на рис.1 приведены результаты наблюдений различных геофизических и метеорологических величин в период с 21 по 31 октября 2003 г.

Кривые 1 – напряженность квазистатического электрического поля (Ez –компонента), измеренная прибором "Поле-2" с точностью 0,3 В/м и с дискретностью по времени 1 мин, а также значения Dst – индекса (нТл), определенные с дискретностью по времени 1 ч.

Кривые 2 и 3 - электропроводности воздуха, обусловленные отдельно положительными (λ_+) и отрицательными (λ_t) ионами и измеренные прибором "Электропроводность-2" (в условных единица).

Кривые 4-8 – соответственно, давление (Р, гПа); температура (Т⁰С); влажность (%) воздуха; осадки и скорость ветра (V, м/с), измеренные с дискретностью по времени 10 мин в обс. "Паратунка" цифровыми метеостанциями WS-2000 и WS-2300. Выходные данные с них поступают в обсерваторию по радиоканалу на частоте 433 МГц. На кривую 4 нанесена дополнительно величина горизонтальной компоненты геомагнитного поля (H), измеренная в обс. "Паратунка" феррозондовым магнитометром FRG-601G с точностью 0,01 нТл и с дискретностью по времени 1 мин (правая ось ординат).

В работе использованы также данные наблюдений состояния облачности и осадков на местной метеорологической станции. К сожалению, в этот период отсутствовали результаты актинометрических измерений.

Кривая 7 – трехчасовые значения К_p-индекса.

Кривая 9 – поток галактических космических лучей (N - число частиц/мин), измеренный нейтронным монитором с дискретностью по времени 1 мин в обс. "Стекольный" ИКИР ДВО РАН.

Кривая 10 – последовательность солнечных вспышек, измеренная на спутнике GOES –12 [http://goes.ngdc.noaa.gov/data/avg].



Рис. 1. Суточные вариации электропроводности воздуха, напряженности электрического поля, метеорологических, геофизических и солнечных величин в период 21-31 октября 2003 г.

Исследования суточных вариаций электропроводности воздуха, напряженности электрического поля и метеорологических величин в приземной атмосфере на Камчатке во время солнечных событий в октябре 2003 г. показали следующее [2]:

- 1. Суточные вариации электропроводности и соответственно напряженности электрического поля проявили сильную зависимость от температуры и влажности воздуха. Этот вывод совпадает с ранее известными результатами.
- 2. Обнаружено увеличение электропроводности воздуха в течение двух суток накануне геомагнитной бури 29-30 октября в результате действия СКЛ и уменьшение ее во время Форбуш понижения ГКЛ с соответствующим ростом напряженности электрического поля.
- 3. Наблюдаемое аномальное повышение температуры и влажности в процессе развития солнечной активности привело к образованию облаков различной формы, включая кучево-дождевые, сопровождаемые ливнями и грозовыми процессами.
- 4. Совпадение по времени периодов нарушений регулярных метеорологических процессов с последовательностью сильных солнечных вспышек, сопровождаемых усилением излучения в полосе ближнего ультрафиолета, видимой и инфракрасной частей спектра, позволяет рассматривать их в качестве дополнительного притока тепловой энергии в нижнюю атмосферу.
- 5. Обнаружен отрицательный суточный перепад давления на второй день после геомагнитной бури 29-30 октября.
- 6. Все перечисленные выше выводы совпадают с результатами подобного анализа солнечных событий в ноябре 2004 г. [1].

Исследования вариаций напряженности и спектров мощности квазистатического электрического поля и метеорологических величин в приземной атмосфере на Камчатке во время солнечных событий в ноябре 2004 г. показали следующее [1]:

- 1. Последовательность сильных солнечных вспышек, сопровождаемых усилением излучения в оптическом диапазоне ЭМИ Солнца, сопровождалась аномальным повышением температуры и влажности атмосферы, что привело к возбуждению аномально мощных грозовых процессов во время геомагнитной бури 8 ноября.
- 2. Образование облачности и осадков с момента солнечной вспышки 6 ноября привело к понижению общего фонового уровня электрического поля по сравнению с условиями "хорошей погоды".
- 3. Обнаружено усиление напряженности и интенсивности спектров мощности электрического поля накануне геомагнитной бури 10 ноября с последующим ослаблением этих величин в день бури. Качественно этот эффект может быть связан с действием космических лучей на токи глобальной электрической цепи, которые способны изменить ионизацию атмосферы на различных участках этой цепи (солнечные протоны на высотах ~ 50 км, а ГКЛ на высотах ~15-20 км).
- Во время Форбуш-эффекта наблюдается одновременное усиление интенсивности атмосферных волн планетарного масштаба (Т ~ 48 ч) в спектрах мощности ГКЛ и электрического поля.

- 5. В спокойных геомагнитных условиях наибольшее влияние на электрическое поле в приземной атмосфере оказывают вариации влажности атмосферы, усиливая компоненту в его спектре с периодом T ~24 ч.
- 6. Обнаружен отрицательный суточный перепад атмосферного давления на второй день после обеих геомагнитных бурь, причина которого неясна.
- Совпадение по времени начала активной фазы на Солнце с нарушением регулярных метеорологических процессов в нижней атмосфере позволило предположить, что эти эффекты обусловлены тепловыми вспышками в оптическом диапазоне волнового излучения Солнца.

Воздействие магнитной бури на электрическое состояние приземного слоя воздуха во время магнитной бури 5 апреля 2010 г. проявляется в трёх эффектах [3]:

- Резкое падение потока галактических космических лучей, вызванное солнечным ветром. Эффект привел к увеличению уровня электрического поля с 25 В/м до 50 В/м. Он начался за 4 часа до внезапного начала магнитной бури и продлился около 20 часов.
- 2. Наблюдались большие осцилляции тока проводимости, совпадающие с началом магнитной бури. Такие возмущения, возможно, вызваны индукционными процессами. Длительность этого процесса была около 2 часов.
- 3. Увеличение коэффициента униполярности ионов в атмосфере была вызвана избытком положительно заряженных частиц. Эффект произошел через 8 часов после начала магнитной бури и длился около 13 часов.

Литература

- 1. Смирнов С.Э., Михайлова Г.А., Капустина О.В. Реакция квазистатического электрического поля и метеорологических величин в приземной атмосфере на Камчатке на геомагнитные бури в ноябре 2004 г. // Геомагнетизм и аэрономия. 2013. №4 В печати.
- 2. Смирнов С.Э., Михайлова Г.А., Капустина О.В. Вариации электрических и метеорологических величин в приземной атмосфере на Камчатке во время солнечных событий в октябре 2003 г. // Геомагнетизм и аэрономия. 2014. В печати.
- 3. *Смирнов С.Э.* Реакция электрического состояния приземной атмосферы на геомагнитную бурю 5 апреля 2010 г. // ДАН. 2013. В печати.

Geomagnetic storm effect on quasi-static electric field and meteorological quantities in the near-ground atmosphere

Smirnov S.E.¹, Mikhailova G.A.², Kapustina, O.V.²

 ¹ Institute of Cosmophysical Researches and Radio Wave Propagation FEB RAS, Russia
 ² Pushkov Institute of Terrestrial Magnetism, Ionosphere and Radio Waves Propagation RAS, Russia During geomagnetic disturbances the following effects has been determined: decrease of air electroconductivity is associated with the reduction of galactic cosmic ray flow, one of the main air ionizers; sudden storm beginning caused inductive effects in electric fields; on the following stages of a storm, a significant excess of positive particles appeared in the near ground air.

Anomalous temperature and air humidity increase was discovered during solar activity development. Coincidence in time of regular meteorological process disturbances with the sequence of solar flares accompanied by radiation increase in ultraviolet close band, visible and infrared spectrum parts, allow us to consider them as a source of additional energy inflow to the lower atmosphere. Increase of electric field power spectrum intensity before a storm followed by a decrease on the storm day was discovered. Probably, these effects are associated with cosmic ray effects on global electric circuit current. It has been shown, that in electric field power spectrum, Forbush effect also manifests itself in component increase with the period of 48 h.

Результаты исследования суточных вариаций геоакустической эмиссии на озере Микижа в период 2006-2011 гг.

Марапулец Ю.В., Солодчук А.А., Мищенко М.А.

Институт космофизических исследований и распространения радиоволн ДВО РАН, Россия

marpl@ikir.ru, aleksandra@ikir.ru

На Камчатке с 1999 г. производится мониторинг сигналов геоакустической эмиссии (ГАЭ). [1]. Сбор данных осуществляется с помощью измерительного комплекса, особенностью которого является использование 4 пьезокерамических гидрофонов, установленных у дна озера Микижа. 3 гидрофона ориентированы по сторонам света кроме запада и один направлен вертикально вниз [1]. Регистрация и анализ сигналов ГАЭ осуществляется как во всем принимаемом диапазоне частот от 0.1 до 11000 Гц, так и на выходе полосовых фильтров, делящих частотный диапазон на несколько поддиапазонов: 0.1–10, 30–60, 70– 200, 200–700, 700–2000, 2000–6500, 6500–11000 Гц. Такая система обеспечивает фильтрацию, накопление и визуализацию получаемых данных и позволяет оперативно выявлять акустические сигналы различной природы [2].

Первичный анализ геоакустической эмиссии показал наличие вариаций, которые похожи на суточный ход, причем их амплитуда достигает максимума в период с 04.00 до 05.00 часов UTC (дневное время в месте регистрации). Наиболее ярко суточный ход наблюдается в диапазоне частот от 2.0 до 6.5 кГц, поэтому данный диапазон, очищенный от естественных шумов на основе вейвлет-преобразования [3, 4], использовался в последующем анализе. Анализ данных производился с гидрофона, ориентированного на восток, в сторону сейсмофокальной зоны.

Для выявления периодических составляющих был проведен спектральный анализ участков данных без сильных возмущений, в результате которого с точностью до 1 часа установлено, что периодичность суточных вариаций составляет 24 часа (рис 1). Для более точной оценки необходим ряд данных длительностью не менее одного года. Такие продолжительные ряды без сильных возмущений отсутствуют, поэтому для уточнения периода суточного хода было проведено его сравнение с гармоникой равной 24 часа ровно, а также с наиболее мощными приливными волнами.

Поскольку каждая частица любой геосферы (атмосферы, океана, литосферы) находится под влиянием сил тяготения Земли и окружающих небесных тел [5], есть вероятность того, что приливные волны оказывают влияние на периодичность суточного хода ГАЭ. Приливное гравитационное воздействие представляет собой набор волн с фиксированными периодами. Волны разделяются на три группы: долгопериодные, суточные и полусуточные [5]. В суточной группе наиболее мощными волнами являются лунная деклинационная волна ^МК₁ (период 23.93 ч), солнечная главная P₁ (период 24.07 ч) и лунная главная O₁ (период 25.82 ч), в полусуточный группе – лунная главная M₂ (период 12.42 ч), солнечная главная S₂ (период 12.00 ч) и лунная большая эллиптическая N₂ (период 12.66 ч) волны [5]. Долгопериодные и полусуточные волны не представляют интереса для данного исследования, исходя из результатов проведенного спектрального анализа. Поэтому суточный ход ГАЭ сравнивался с синусоидами, имеющими одинаковые фазы, периоды которых равны 23.93 ч, 24.07 ч (соответствуют периодам суточных приливных волн) и 24.00 ч. Для анализа использовались участки данных длительностью 30 суток. За последние сутки с применением корреляционного анализа (рассчитывалась взаимная корреляционная функция) оценивались сдвиги сигналов относительно друг друга. В результате установлено, что периодичность суточного хода ГАЭ составляет ровно 24 часа, соответственно приливные волны не оказывают на нее существенного влияния. Заметим, что в работе [6] для выделения периодических компонент в высокочастотных сейсмических шумах использовалась похожая методика генерации эталонной синусоиды.



Рис. 1. Участок очищенного сигнала ГАЭ с 25.08.2007 по 05.09.2007 (a), периодограмма данного участка (б)

Определение участков наличия суточного хода геоакустической эмиссии проводилось по следующей методике. Очищенный сигнал центрировался, после чего просматривался полусуточным окном, в котором рассчитывалось математическое ожидание ряда. Наличием суточного хода считалась смена знака математического ожидания не менее 5 раз подряд в 72-часовом временном окне с шагом 12 часов для всего ряда (т.е. наличие периодичности не менее 3 суток) [7].

В результате проведенного анализа установлено, что суточный ход наблюдается в течение всего года с незначительными перерывами, также существуют периоды, когда суточные вариации ярко выражены, т. е. их интенсивность существенно увеличивается.

Для выявления участков с ярко выраженным суточным ходом была использована вышеописанная методика с дополнительным пороговым ограничением. Для каждого года в качестве порога устанавливалось минимальное на всем участке наблюдений значение математического ожидания за 12 часов суток без сильных возмущений. Если установленный порог был превышен в 2 и более раза, то считалось, что суточный ход ГАЭ ярко выражен. Амплитуда и фаза суточного хода определялись сравнением исходного сигнала с эталонной синусоидой с периодом 24.00 ч, имеющей те же амплитуду характеристики, что и суточные вариации [7].

На основе разработанной методики был проведен анализ геоакустических данных за 6 лет с 2006 по 2011 гг. Установлено, что суточный ход наиболее ярко наблюдается в летние периоды, когда устанавливается максимальная среднесуточная температура и достаточно резко пропадает в сентябре, при ее снижении. Следует отметить, в этот период наблюдается сезонный максимум активности геоакустической эмиссии, связанной с сейсмотектоническим процессом (рис. 2). Поэтому далее была проанализирована связь суточного хода ГАЭ с метеопараметрами и сейсмическими событиями. Выявлялись случаи, когда интенсивность суточных вариаций эмиссии значительно увеличивалась или уменьшалась. Далее в эти периоды анализировалось наличие сильных сейсмических событий, а также сильного ветра, дождя, резких скачков атмосферного давления и температуры. Было установлено, что в 16 случаях из 132 (12.12%) интенсивность суточного хода изменялась в трехсуточном временном интервале перед землетрясениями, в 17 случаях из 132 (12.88%) – после. При анализе рассматривались события более 11.0 класса на расстоянии до 350 км. Таким образом, почти в 90% случаях связь между изменениями интенсивности суточного хода и сейсмическими событиями не была выявлена. Связи между интенсивностью суточного хода эмиссии и наличием осадков, усилением ветра, и резким изменением атмосферного давления не выявлено. Для сравнения поведения ярко выраженного суточного хода с вариациями температуры были произведены расчеты коэффициентов корреляции и построены взаимные корреляционные функции, показывающие временные задержки между регистрируемыми параметрами. Установлено, что коэффициенты корреляции между исследуемыми процессами варьируются от 0.85 до 0.97 при уровне значимости 0.05, и временная задержка между ними отсутствует. Таким образом, между вариациями температуры и ГАЭ выявлена тесная связь, в то время как сейсмические события не оказывают существенного влияния на поведение суточного хода ГАЭ.



Рис. 2. Геоакустическая эмиссия в диапазоне 2.0 – 6.5 кГц за 6 лет (2006 - 2011 гг.), серым цветом выделены участки с ярко выраженным суточным ходом

Далее были проанализированы записи геоакустических сигналов (рис. 3, 4) и их спектров в периоды, где суточный ход имеет максимум и минимум.

Из приведенных рисунков видно, что в максимуме суточного хода акустический сигнал более зашумлен. Анализ спектра в этот период показывает повышенный уровень в спектральных компонентах в диапазоне от 400 Гц до 5-6 КГц. Следует отметить, что уровень шумов повышается в дневное время с ростом температуры, а в ночное время с уменьшением температуры – понижается. Исходя из этого, а также с учетом того, что гидрофон установлен в водной среде, наиболее вероятной причиной появления суточного хода ГАЭ является конвективное перемешивание воды при ее нагревании в дневное время. Оно приводит к повышению уровня естественных шумов водоема, а также шумов, обусловленных обтеканием корпуса гидрофона.



Рис. 3. Фрагмент записи геоакустического сигнала, на котором наблюдается максимум суточного хода



Рис. 4. Фрагмент записи геоакустического сигнала, на котором наблюдается минимум суточного хода

Литература

- 1. Купцов А.В., Марапулец Ю.В., Шевцов Б.М. Анализ изменений геоакустической эмиссии в процессе подготовки сильных землетрясений на Камчатке // Электронный журнал "Исследовано в России". 2004. № 262. С. 2809-2818. URL http://zhurnal.ape.relarn.ru/articles/2004/262.pdf (дата обращения: 30.04.2013).
- 2. Щербина А.О., Мищенко М.А., Ларионов И.А. Аппаратно-програмный комплекс мониторинга геоакустической эмиссии // Вестник КРАУНЦ. Серия науки о Земле. -2005. - № 2 (6). - С. 128-132.
- Солодчук А.А. Исследование суточного хода геоакустической эмиссии на озере Микижа в период 2006-2007 гг. // Труды региональной молодежной научной конференции "Исследования в области наук о Земле". - Петропавловск-Камчатский: КамГУ им. В. Беринга. - 2008. - С. 99-103.
- Солодчук А.А. // Электронный информационный образовательный ресурс: "Программный комплекс для исследования суточного хода геоакустической эмиссии" // Хроники объединенного фонда электронных ресурсов "Наука и образование". - № 11. - 2011. - URL <u>http://ofernio.ru/portal/newspaper/ofernio/2011/11.doc</u> (дата обращения: 30.04.2013).
- 5. *Сидоренков Н.С.* Атмосферные процессы и вращение Земли. СПб.: Гидрометиздат. 2002. 200 с.
- 6. Салтыков В.А., Синицын В.И., Чебров В.Н. Вариации приливной компоненты высокочастотного сейсмического шума в результате изменений напряженного состояния среды // Вулканология и сейсмология. - 1997. - №4. - С. 73-83.
- 7. Солодчук А.А. Методика выявления суточного хода геоакустической эмиссии // Вестник КРАУНЦ. Физико-математические науки. 2012. №2 (5). С. 69-73.

The results of investigation of geoacoustic emission daily variation at Mikizha Lake during 2006-2011

Solodchuk A.A., Marapulets Yu.V., Mishchenko M.A.

Institute of Cosmophysical Researches and Radio Wave Propagation FEB RAS, Russia

The paper presents the results of investigation of geoacoustic emission daily variation at Mikizha Lake during 2006-2011. It was established, that periodicity of daily variations is 24 hours and its amplitude reaches maximum during day LT. The influence of tidal waves and meteorological processes on the behavior of daily variation was investigated.

Автоматическое выделение импульсов геоакустической эмиссии на основе метода согласованного преследования

Марапулец Ю.В., Тристанов А.Б., Луковенкова О.О., Афанасьева А.А.

Институт космофизических исследований и распространения радиоволн ДВО РАН, Россия

marpl@ikir.ru, alextristanov@mail.ru, a.a.afanaseva@yandex.ru

С 1999 года на полуострове Камчатка проводится изучение геоакустической эмиссии на различных стадиях сейсмической активности. Регистрация осуществляется непрерывно с частотой 48 кГц, что существенно осложняет ручную обработку. Анализ геоакустического сигнала показывает, что он состоит из серии релаксационных колебаний (импульсов) с ударным возбуждением, амплитудой 0.1 – 1 Па, длительностью, не превышающей 200 мс, частотным заполнением в единицы и первые десятки кГц.

Одной из основных задач обработки сигналов геоакустической эмиссии является автоматическое выделение и частотно-временной анализ импульсов. В последние годы, наряду с классическими методами анализа сигналов активно использовались методы разреженной аппроксимации, показавшие свою достаточную эффективность [1].

В данной работе предложен новый подход к обнаружению импульсов геоакустической эмиссии, основанный на анализе разложения сигнала, построенного методом разреженной аппроксимации.

Разреженная аппроксимация предполагает построение модели сигнала, содержащей наименьшее число элементов, т.е.

$$f(t) = \sum_{m=0}^{N-1} a_m g_m(t) + R_N$$
$$\|R_N\| \to \min$$
$$\|a_m\|_0 \to \min$$

где f(t) – исследуемый сигнал, $g_m(t)$ – элемент (атом словаря) словаря $D = \{g_m(t), \|g_m\| = 1\},$

 a_m – коэффициенты разложения, N – количество элементов разложения, R_N – ошибка аппроксимации, $\|\cdot\|_0$ – псевдонорма, равная числу ненулевых членов вектора.

Как правило, методы разреженной аппроксимации используются для разложения сигналов по избыточным словарям, предоставляя исследователю обширный инструментарий для анализа структуры сигнала, но, нагружая задачу большой вычислительной сложностью, что не позволяет решить её за полиномиальное время.

Алгоритмы преследования уменьшают вычислительную сложность поставленной задачи, осуществляя поиск эффективных, но не оптимальных аппроксимаций.

Одним из алгоритмов преследования является алгоритм согласованного преследования, предложенный Mallat S. И Zhang Z. Суть алгоритма сводится к итеративному процессу поиска элементов словаря, минимизирующих на каждом шаге ошибку аппроксимации [2]:

$$\begin{cases} R^{0}f = f \\ R^{n}f = \langle R^{n}f, g_{\gamma_{n}} \rangle g_{\gamma_{n}} + R^{n+1}f \\ g_{\gamma_{n}} = \arg \left[\max_{g_{\gamma_{i}} \in D} |\langle R^{n}f, g_{\gamma_{i}} \rangle| \right] \end{cases}.$$

Выбор словаря *D*является важной задачей, от которой зависит качество дальнейшего анализа. Предыдущие работы показали, что наиболее эффективным словарем для аппроксимации геоакустических сигналов является словарь Берлаге, поскольку импульсы Берлаге обладают схожей структурой с импульсами геоакустической эмиссии [3].

В процессе анализа большого количества реальных данных методом согласованного преследования было обнаружено, что на различных участках сигнала итеративный процесс разложения ведет себя по-разному: ошибка аппроксимации спадает ощутимо быстрее на участках сигнала, содержащих одиночные импульсы.

На основе данной закономерности была предложена идея алгоритма автоматического выделения импульсов в сигнале с использованием метода согласованного преследования.

Алгоритм состоит из четырех этапов: формирование обучающей выборки, построение решающих правил, предобработка тестируемого сигнала, анализ тестируемого сигнала скользящим окном.

Рассмотрены сигналы, регистрируемые в разные дни, и сформирована обучающая выборка, состоящая из 1000 объектов класса "Импульс есть" и 1000 объектов класса "Импульса нет" (рис. 1). Следует отметить, что для построения выборки использовались наиболее явные одиночные импульсы, амплитуда которых превышала амплитуду шума не менее, чем в 3 раза.



Рис. 1. Обучающая выборка

Следующим этапом является поиск правил для обнаружения импульсов. Признаковое пространство данной задачи классификации образовано значениями спада ошибки метода согласованного преследования при аппроксимации участков сигнала длительностью 8 мс 15 атомами словаря Берлаге.

Поиск решающих правил осуществлялся тремя способами.

1. Построение дерева решений.

На основе обучающей выборки с помощью функций Statistics Toolbox среды MATLAB было построено дерево решений, представленное на рис. 2.

1. Граница областей.

Как видно из рис. 1, графики спада ошибок объектов класса "Импульс есть" и объектов класса "Импульса нет" сгруппированы в различных областях координатной плоскости, следовательно, возможно построить линию, четко разграничивающую данные области, и классифицировать неизвестный объект по положению графика спада ошибки относительно полученной линии (рис. 3).

1. Центры классов.



Рис. 2. Дерево решений



Рис. 3. Граница областей и центры классов

Если представить график спада ошибки каждого объекта обучающей выборки как пятнадцатимерную точку, то для каждого из множеств "Импульс есть" и "Импульса нет" можно рассчитать центральный элемент, и класс неизвестного объекта определять по степени близости его точки в пятнадцатимерном пространстве к центральным элементам (рис. 3).

Решающие правила были протестированы на 5023 неизвестных объектах (табл. 1). Наиболее эффективным по проценту корректно определенных объектов оказалось правило, полученное третьим способом.

Тип объекта	Всего	Кол-во	Процент			
		неправильно	правильно			
		определенных	определенных			
		объектов	объектов			
Дерево решений (CART)						
Импульсы	3899	11	99,72%			
Шум	1124	0	100%			
Граница						
Импульсы	3899	8	99,78%			
Шум	1124	0	100%			
Центры классов						
Импульсы	3899	6	99,85%			
Шум	1124	0	100%			

Таблица 1. Результаты тестирования решающих правил

Для проверки робастности решающих правил был проведен следующий эксперимент. Было отобрано 200 слабо зашумленных импульсов, не включенных в обучающую выборку, к каждому из них последовательно до тех пор, пока алгоритм не давал ложный результат, прибавлялся белый шум все большей амплитуды. Эксперимент показал, что алгоритм дает ложный результат в среднем при соотношении сигнал – шум, равном 3.4 Дб. На рис. 4 представлен график зависимости процента правильного распознавания от соотношения сигнал – шум (SNR).

Разработанный алгоритм был протестирован на сигнале длиной 10000 отсчетов. Предобработка сигнала заключалась в нормировании, центрировании и фильтрации в диапазоне 1-48 кГц. Фильтрация позволила очистить сигнал от техногенных наводок и помех, имеющих место в регистрирующем тракте. На вход алгоритма посылались участки, вырезанные скользящим окном длительностью 8 мс. Для участков, содержащих импульс, частотно-временное разложение сохранялось. В результате были выявлены все импульсы, присутствующие в сигнале, за исключением сильно зашумленных и искаженных (рис. 5).

Литература

- 1. *Марапулец Ю.В., Тристанов А.Б.* Применение метода разреженной аппроксимации в задачах анализа сигналов геоакустической эмиссии // Цифровая обработка сигналов. –2011, –№2, –С.13-17.
- 2. Малла С. Вэйвлеты в обработке сигналов. М.: Мир, 2005. 672 с.
- Марапулец Ю.В., Тристанов А.Б. Разреженная аппроксимация акустических временных рядов с использованием частотно-временного словаря Берлаге // Труды Российского научно-технического общества радиотехники, электроники и связи им. А.С.



Рис. 4. График зависимости процента правильного распознавания от SNR



Рис. 5. Эксперимент на реальных данных

Попова. Серия: Цифровая обработка сигналов и её применение. –2012. –Выпуск: XIV. –Т.1. –С. 91-94.

Sparse approximation method in the analysis of acoustic emission signal morphological features

Tristanov A.B.^{1,2}, Marapulets Y.V.¹, Lucovencova O.O.¹, Afanasieva A.A.¹

¹ Institute of Cosmophysical Researches and Radio Wave Propagation FEB RAS, Russia ² Kaliningrad State Technical University, Russia

Acoustic emission is the phenomenon of elastic wave radiation by an object under examination during its nonlinear transformation. The purpose of the investigation of acoustic emission signals is to obtain information on solid body restructuring. The acoustic emission signal contains acoustic emission single pulse flow distorted by wave propagation channel and carries information on dynamic restructuring in the object, a generation source. There is a significant distortion of the original pulse, when it passes through the environment and receiving channel of a recording device, a characteristic signal is recorded. During the activation of a plastic process, many elementary sources are formed, that generate acoustic emission single pulses, which, in their turn, blending and distorting additively, form the resulting signal registered by receivers. It is important to detect the pulse morphological structure according to the data recorded by a receiver. The authors suggest to apply the matching pursuit method providing the sparse signal model. This method sequentially extracts functions, which minimize signal approximation error, from the family of characteristic wave forms (dictionary). The basis of this family is the dictionary, consisting of Berlage pulses, which form correlate with the signal most accurately. The paper analyzes signals by the proposed method, specific classes of acoustic emission pulses are distinguished, the behavior of approximation error is analyzed, and the model for a signal is suggested.

Идентификация молний с облаками пепла эксплозивных извержений Камчатки

Чернева Н.В.¹, Мельников А.Н.¹, Holzworth R.H.², Иванов А.В.¹, Дружин Г.И.¹,

Фирстов П.П.¹

¹ Институт космофизических исследований и распространения радиоволн ДВО РАН,

Россия

² Университет Вашингтона, США

mukamol@yandex.ru

Методика регистрации гроз

В ИКИР ДВО РАН на обсерваторском пункте "Паратунка" (φ =52,9° N, λ =158,25° E) разработан ОНЧ-пеленгатор (пеленгатор ИКИР), позволяющий непрерывно регистрировать грозовые разряды. Аппаратура работает в диапазоне частот от 3 до 60 кГц. Сигналы от грозовых источников принимаются антенной системой, состоящей из двух взаимно перпендикулярных рамок и штыревой антенны. Рамочные антенны, предназначенные для приема магнитной составляющей электромагнитного поля, расположены вертикально, плоскостью в направлении север-юг и восток-запад. Штыревая антенна служит для приема электрической составляющей электромагнитного поля и состоит из мачты высотой 30 м, на вершине которой установлена емкостная насадка. Сигналы обрабатываются в реальном масштабе времени и записываются на цифровой носитель информации. В результате обработки сигнала создаются два суточных файла, в один из которых записываются реализации сигнала (Е и Н компоненты электромагнитного поля), в другой только определенные параметры реализации (дата, время, средние значения Е и Н компонент поля, длина реализации, азимутальные углы). В дальнейшем файлы обрабатываются с помощью специально разработанного программного обеспечения, с помощью которого возможен визуальный удаленный просмотр данных.

С помощью приемной станции, расположенной в обсерваторском пункте "Паратунка" и входящей во Всемирную сеть по определению месторасположения грозовых разрядов (World Wide Lightning Location Network – WWLLN), пеленгатором ИКИР можно регистрировать частоту молниевых разрядов в реальном времени. Сеть WWLLN включает в себя более восьмидесяти приёмных станций, определяющих местонахождение гроз по всему миру, находящихся на парных расстояниях от нескольких метров до 10 тысяч км. Размещение станций WWLLN показано на сайте http://webflash.ess.washington.edu/. Приёмные станции регистрируют излучения, приходящие по волноводу Земля-ионосфера, в полосе частот, максимум интенсивности которых приходится на частоту 10 кГц (длина волны 30 км). Для локализации грозы достаточно трех приёмных станций, окружающих грозу. Каждая из этих станций посылает в центральный обрабатывающий компьютер (ЦОК), расположенном в Сиетле (США), с точностью до нескольких микросекунд время прибытия радиоимпульса грозового разряда (атмосферика) и уже через 10 минут спектрограммы с этих станций обновляются на http://webflash.ess.washington.edu/spectra.html. Интенсивности грозовой активности, зарегистрированные по всему миру, суммируется за последние 30-40 минут http://webflash.ess.washington.edu/.

Обсуждение результатов

По данным, полученным с применением пеленгатора ИКИР, было проведено сравнение азимутального распределения и почасовой зависимости количества грозовых разрядов за
период прохождения грозы мимо пункта наблюдения с данными WWLLN [1, 4]. В результате было обнаружено, что азимутальное распределение гроз, полученное с применением пеленгатора ИКИР, достаточно хорошо совпадает с азимутальным распределением, вычисленным на основе данных мировой сети станций WWLLN. Характер зависимости количества грозовых разрядов от времени также совпадает. Но количество разрядов, принятых пеленгатором ИКИР, примерно на порядок превышает количество разрядов, зарегистрированных сетью WWLLN. Это, скорее всего обусловлено тем, что станции WWLLN находятся на большом расстоянии от источников излучения и принимают не все разряды, находящиеся в окрестности полуострова Камчатка. Чтобы сеть станций WWLLN регистрировала большее количество грозовых разрядов, необходимо включение в эту сеть еще станций, расположенных в Дальневосточном регионе, поскольку для локализации грозы необходимо не менее трех приёмных станций, окружающих гроз. В настоящее время имеются только две станции — в Якутске и на Камчатке.

Известно, что генерация молний, помимо грозовых областей, может происходить в снежных, песчаных бурях, а также в облаках над извергающимися вулканами [2, 3]. Группой ученых американского университета Вашингтона John Ewert, James Brundell and Robert Holzworth была проведена на базе существующей сети WWLLN: Global Volcanic Lightning Monitor (<u>http://wwlln.net/volcanoMonitor.html</u>) научно-исследовательская работа с целью идентификации молний, связанных с облаками пепла, вызванных активными вулканическими извержениями. Данные мониторинга облаков пепла (обновляемые через каждую минуту) всех вулканов мира,, сравнивались с данными координат молний и в случае совпадения с координатами вулкана формировалсяся сигнал тревоги [5].

Поскольку на Камчатке расположено 29 действующих вулканов, нами была проведена аналогичная работа. Архивные данные, полученные с помощью пеленгатора ИКИР, сравнивались с данными WWLLN и было идентифицировано 26 случаев регистраций молний, связанных с пепловыми облаками, вызванными эксплозивными извержениями вулканов. Так, при извержении вулкана Безымянный 13 апреля 2011 года (отмеченное красным цветом в соответствии с четырехцветной шкалой состояния вулканов на сайте Камчатского филиала Геофизической службы РАН <u>http://www.emsd.ru/~ssl/monitoring/main.htm</u> и сопровождавшимися газо-пепловыми выбросами высотой до 1 км), было зарегистривовано десять разрядов молний [4]. Во время извержения вулкана Кизимен 31.12.2010, сопровождавшегося пепловым шлейфом различной протяжённости, также было зарегистрировано 10 разрядов молний [3].



Рис. 1. Направление на грозовые источники в районе вулканов

Был проведен анализ событий, связанных с извержениями вулкана Плоский Толбачик

27 ноября 2012 года и извержениями вулкана Безымянный. Извержения вулкана Плоский Толбачик началось в 05:15 по среднемировому времени (UT) и сопровождалось серией сейсмических событий и газо-пепловыми выбросами на высоту до 10 км над уровнем моря, а в последующие дни — на высоту 3.5 км. Эксплозивное извержение вулкана Безымянный началось в 19:16 с пепловым выбросом на высоту 12 км, шлейф от которого протянулся приблизительно на 50 км в направлении на Северо-Восток

$(http://www.emsd.iks.ru/{\sim}ssl/monitoring/main.htm).$

Для анализа данных с пеленгатора ИКИР было выбрано для периодов с 15 ноября 2012 года по 28 февраля 2013 года и с 15 августа 2012 г. по 15 сентября 2012 года направление на грозовые источники в диапазоне в диапазоне от 20 до 30 градусов (рис. 1), поскольку азимут на вулкана Плоский Толбачик составляет 26° sg на вулкан Безымянный — 27°.

Из рис. 2 видно, что количество разрядов регистрируемых ОНЧ-пеленгатором 1 сентября 2012 г. увеличилось вдвое после извержения вулкана Безымянный и газо-пепловых выбросов, а с 29 ноября 2012 г. увеличилось втрое после извержения вулкана Плоский Толбачик и последующих серий сейсмических событий и газо-пепловых выбросов.

Заметна схожесть графика регистрируемых пеленгатором ИКИР разрядов с графиком активности вулкана Плоский Толбачик за период 15.11.2012 — 28.02.2013 и вулкана Безымянный за период 15.08.2012- — 15.09.2012, взятый с сайта (http://www.emsd.iks.ru/~ssl/monitoring/main.htm).

С целью исключения ложных сигналов эксплозивных извержений вулканов проведена интерпретация данных статистическими методами. В качестве примера были взяты для рассмотрения два эксплозивных извержения вулканов Камчатки — Шивелуч (27.10.10 г.) и Безымянный (13.04.11 г). Первоначально, с сайта WWLLN были взяты данные, содержащие информацию об общем количестве гроз за данный период. После чего с помощью программы SciLab был выделен интересующий нас квадрат на полуострове Камчатка с непосредственным распределением количества количества гроз на этой территории. Затем были выделены квадраты расположения указанных выше вулканов в со стороной 10 км.

Были рассмотрены критерии тревог: n — число гроз (атмосфериков); m — число извержений. Для того, чтобы при заданном уровне значимости проверить нулевую гипотезу о равенстве вероятностей появления события в двух генеральных совокупностях (имеющих биномиальные распределения), было вычислено наблюдаемое значение критерия:

$$U_{obse} = \frac{m_1/n_1 - m_2/n_2}{\sqrt{\cdot \frac{m_1 + m_2}{n_1 + n_2} \left(.1 - \frac{m_1 + m_2}{n_1 + n_2} \cdot\right) \left(\frac{1}{n_1} + \frac{1}{n_2} \cdot\right)}$$

и по таблице функции Лапласа найдена критическая точка Ukp по равенству $\Phi(ukp) = (1 - \alpha)/2$. В нашем случае она равнялась 0.4505. При этом, если Uнабл < Ukp — нет оснований отвергнуть нулевую гипотезу, а если Uнабл > Ukp — нулевую гипотезу отвергают. У нас получилось Uнабл = 0.4. Следовательно, у нас не имеются основания отвергнуть нулевую гипотезу.

Заключение

Сравнение пеленгационных и метеорологических данных показало, что азимутальное распределение гроз, полученное с применением ОНЧ-пеленгатора, изготовленного в ИКИР ДВО РАН, достаточно хорошо совпадает с азимутальным распределением, вычисленным на основе данных мировой сети станций WWLLN, но количество грозовых разрядов, принятых с Дальневосточного региона пеленгатором ИКИР, примерно на порядок превышает количество разрядов, зарегистрированных станциями WWLLN.

Проведенный анализ архива данных, полученных с применением пеленгатора ИКИР за полугодовые периоды 2012 и 2013 гг., позволил обнаружить 26 случаев определения



Рис. 2. - - прерывистая линия: активность вулканов Безымянный и Плоский Толбачик (цветового код: зеленый — сейсмичность не выше фоновой, вулкан спокоен или имеется фумарольная деятельность, термальных аномалий нет; желтый — сейсмичность - выше фоновой, наличие пепла в выбросах, наличие термальных аномалий. — слабые локальные землетрясения, повышенный уровень эмиссии вулканических газов; оранжевый — высота пепловых выбросов до 8 км над уровнем моря, лавовые потоки, большое количество локальных землетрясений; красный — высота пепловых выбросов больше 8 км над уровнем моря, сильные землетрясения регистрируются на удаленных станциях). — сплошная линия: количество разрядов в сутки, регистрируемых пеленгатором ИКИР с азимутальных направлений от 20 до 30 градусов.

местоположения молний, генерируемых в моменты извержений вулканов.

На базе существующей сети WWLLN: Global Volcanic Lightning Monitor возможна достоверная идентификация молний, связанных облаками пепла и вызванными активным вулканическим извержением. Система может служить для оповещения о начале извержений вулканов на Камчатке и во всем мире, но для этого необходимо увеличение числа приемных станций.

Литература

- 1. Дружин Г.И., Чернева Н.В., Мельников А.Н. Гроза в районе полуострова Камчатка по данным наблюдений за ОНЧ-излучением// Метеорология и гидрология.2011. № 7. С.32-39.
- 2. Лихтер Я.И., Осинин В.Ф. Характеристики пурговых радиопомех // Распространение декаметровых радиоволн. М.: Наука, 1978. С.120-122.
- Чернева Н.В., Holzworth R.H., Иванов А.В., Дружин Г.И., Мельников А.Н. Перспективы использования всемирной сети локации гроз (WWLLN) для определения пепловых извержений вулканов на Камчате// Проблемы комплексного геофизического мониторинга Дальнего Востока России. Труды Третьей научно-технической конференции. Петропавловск-Камчатский. 9-15 октября 2011 г. / Отв. ред. В.Н. Чебров. -Обнинск: ГС РАН, 2011. - 486 с. С.415-419. ISBN 978-5-903258-18-5
- Cherneva N.V., Holzworth R.H., Ivanov A.V., Druzhin G.I., Mel'nikov A.N. Comparison of volcano eruptions in Kamchatka with coordinates of atmospherics // IX Int. Conference "Problems of Geocosmos", Proc. of the 9th Intern. Conf. "Problems of Geocosmos" (St. Petersburg, Russia, 8-12 October 2012). P.71-76.
- Rodger C. J., Werner S., Brundell J. B, Lay E. H. et al. Detection efficiency of the VLF World-Wide Lightning Location Network (WWLLN): initial case study // Ann. Geophys. 2006. V. 24. P.3197–3214.

Identification of lightning with explosive eruption ash clouds of Kamchatka

Cherneva N.V.¹, Mel'nikov A.N.¹, Holzworth R.H.², Ivanov A.V.¹, Druzhin G.I.¹, Firstov P.P.¹

¹ Institute of Cosmophysical Researches and Radio Wave Propagation FEB RAS, Russia ² University of Washington, USA

The VLF direction finder, developed and constructed in IKIR FEB RAS, carries out continuous registration of atmospherics. This complex meets the requirements of the international World Wide Lightning Location Network WWLLN for receiving stations which allowed the Institute to participate in international investigations of lightning discharges and their relations with other phenomena. One of the directions of such investigations is identification of lightning discharges associated with volcano ash eruption. Remote detection of ash clouds is very important for aviation and can be a monitor for detection of explosive eruption beginning. On the basis of the current WWLLN: Global Volcanic Lightning Monitor - GVLM

(http://wwlln.net/volcanoMonitor.html), identification of ash cloud lightning, caused by explosive eruption, is being carried out. The GVLM volcano data of all volcanoes of the globe,

renewed every minute, form an alarm signal in the case of coincidence of lightning geographical coordinates with volcano coordinates. Comparison of direction finding and meteorological data has shown, that azimuthal distribution of lightning, obtained by VLF direction finder of IKIR FEB RAS, coincides quite well with the azimuthal distribution, calculated on the basis of WWLLN data. Application of direction finding methods gives an opportunity to detect the source more accurately applying anomalous behavior of radio radiation amplitude. Retrospective analysis of data archive of IKIR FEB RAS VLF direction finder over two-year period determined many cases of lightning location generated during Kamchatka volcano eruptions.

Физика предвестников землетрясений Physics of Earthquake Precursors

Влияние сейсмической активности на развитие турбулентности в спорадическом слое *E_s* ионосферы

Алимов О.А. Блохин А.В.

Институт астрофизики Академии наук Республики Таджикистан alimov38@mail.ru

В настоящее время доказано, что в период подготовки сильных землетрясений с (магнитудой $M \ge 4.5$) резко возрастает изменчивость в ионосферных параметрах с периодом 1.5-3 часа в среднеширотном спорадическом слое Еѕ ионосферы [4]. Ионосферные возмущения сейсмического происхождения за определенное время суток показывают увеличение или уменьшение критических частот ионосферных слоев относительно спокойного состояния ионосферы. При исследовании ионосферных эффектов, вызванных процессами подготовки землетрясений, возникает вопрос о характерных временах изменения параметров ионосферы.

В работе [1] было показано, что 2-3 х часовые возмущения в параметрах ионосферы проявляются в основном за 2-3 суток до землетрясения и могут служить предвестниками сейсмического события. Необходимо отметить, что эти результаты получены для большого числа землетрясений с магнитудой M > 4,5 и являются статистически достоверными.

Таким образом, данное исследование рассматривает влияние сейсмической активности на интенсивность образования неоднородности спорадического слоя Es ионосферы

Частотные параметры спорадического слоя Es информируют о структуре и содержании концентрации электронов в Es. Разность предельной частоты foEs и частоты экранировки fbEs есть диапазон полупрозрачности foEs - fbEs = Δ fbEs, определяемый рассеянием отражений радиоволн на мелкомасштабных неоднородностях Es. Большие значения диапазона полупрозрачности говорят об интенсивности роста степени неоднородности слоя Es. Известно, что часто наблюдается линейная зависимость частотных параметров спорадического слоя Es, foEs ~ fbEs.

Это объясняется тем, что диапазон полупрозрачности спорадичесого слоя Es - foEs – fbEs достаточно большой. Предельная частота спорадического слоя Es – foEs определяется интенсивностью рассеяния на неоднородностях. Частота экранировки спорадического слоя Es – fbEs определяется концентрацией Ne в спорадическом слое Es:

$$Ne = 124.10^2 (fbEs)^2.$$

Поэтому есть основания определить безразмерный параметр δ .

 $\delta = \Delta$ fbEs / fbEs.

Величина δ характеризуется степенью неоднородности. Если величина $\delta \geq 1,5$ - 2,0 то возмущение электронной концентрации Δ Ne вызвано влиянием турбулентного вихря.

Данная работа посвящена анализу частотных параметров спорадического слоя Es т.е диапазону полупрозрачности и коэффициенту полупрозрачности в период подготовки землетрясения.

Для определения вклада сейсмогенного возмущения в спокойное состояние ионосферы и оценки влияния развития турбулентности в спорадическом слое Es в период подготовки землетрясений вычислялись величины отклонения диапазона частоты полупрозрачности $\Delta fbEs = foEs - fbEs$ и коэффициента полупрозрачности, определяемого как foEs –fbEs / fbEs = δ . Итак, исследованы особенности временного хода величины $\Delta fbEs$ и δ для ночных условий за 6 суток до землетрясения и 2 дня после этого события.

Изучение проводилось в первую очередь на основе ионограмм, полученных методом вертикального зондирования ионосферы на станции Душанбе в ночное время с 15 по 29

августа 1986 года. В этом промежутке времени произошли 4 последовательных землетрясения, что удовлетворяет цели данной работы о влиянии сейсмогенных процессов на интенсивность непрерывного возникновения ионосферной турбулентности. Известно, что для выявления сейсмогенных ионосферных возмущенний используется метод наложения эпохи [2-4], поскольку это условие удовлетворяется в нашем рассмотрении, то мы проанализировали каждое землетрясение в отдельности для сравнения. Метод наложения эпох является более информативным по выявлению сейсмоионосферных эффектов особенно, когда расстояния между станциями вертикального зондирования и эпицентрами землетрясений близки. В таблице приведены характеристики четырёх последовательных землетрясений. R – расстояние от эпицентра до станции вертикального зондирования, h – глубина эпицентра землетрясений, М – магнитуда землетрясений.

NO	Дата	Время возникно-	h , км	М	R < , KM
п\п		вения			
		землетрясения,			
		LT			
1	17.08.1986	00. 52	3	4.5	250
2	21.08.1986	07.34	229	5.3	250
3	23.08.1986	05. 33	249	4.8	250
4	27.08.1986	00. 11	231	5.1	250

Таблица 1. Характеристики землетрясений за август 1986 г.

Величина foEs – fbEs это рассеяние радиоволн на мелкомасштабных неоднородностях Es, так что возрастание Δ fbEs и коэффициент полупрозрач- ности δ свидетельствуют об образовании и развитии неоднородностей спорадических слоев. Увеличение степени неоднородности свидетельствует о возникновении турбулентности в спорадическом слое Es ионосферы. Как следует из рисунков 1-2 и анализа параметров Es, характерны отклонения параметров Es и ярко выраженные всплески длительностью $\tau = 2-3$ часа. Большие отклонения от фона величины диапазона полупрозрачности - Δ fbEs наблюдаются за 2 – 3 суток до землетрясения, что отмечается увеличением коэффициента полупрозрачности δ при подготовке землетрясения. Стрелка на рисунках указывает момент землетрясений.

Для выделения наиболее характерных особенностей сейсмоионосферных эффектов в период подготовки землетрясений проведено усреднение величины частоты полупрозрачности и коэфициента полупрозрачности в параметрах спорадического слоя Es в ночное время для каждых суток.

Анализ полученных результатов по сейсмоионосферным эффектам для землетрясений 1986 года, ионосферной станции Душанбе показал, что возмущение ионосферных параметров в подготовительный период представляет собой ярко выраженным максимум длительностью $\tau = 2-3$ часа. Отклонение диапазона частоты полупрозрачности и коэффициент полупрозрачности Es в сейсмоактивный период подготовки землетрясений свидетельствуют об их закономерности и их едином механизме воздействия. Изменения величины частоты полупрозрачности и коэфициент полупрозрачности спорадического слоя Es от часа к часу показывают динамику сейсмоионосферного процесса при подготовке землетрясения.

На рис 1-2 приведены временные вариации величины диапазона полупрозрачности fbEs и коэффициента полупрозрачности δ спорадического слоя Es ночью в период подготовки землетрясений 27.08.86 г.

Метод усреднения параметров Es позволяет выделить динамику наблюдаемых сейсмогенных возмущений в ионосфере в период подготовки сильных землетрясений. Ионо-



Рис. 1. Временные вариации величины диапазона полупрозрачности fbEs и коэффициента полупрозрачности δ спорадического слоя Es ночью в период подготовки землетрясений 27.08.86 г



Рис. 2. Временные вариации величины диапазона полупрозрачности fbEs и коэффициента полупрозрачности δ спорадического слоя Es ночью в период подготовки землетрясений 27.08.86 г

сферные эффекты, связанные с процессами подготовки землетрясений, проявляются достаточно закономерно, что выделяет аномальные сейсмогенные возмущения в ионосфере. Величина диапазона полупрозрачности Δ fbEs в период подготовки землетрясений увеличивается, т.е. наблюдается одновременно увеличение степени неоднородности в среднеширотном слое Es ионосферы. Анализ величины δ - коэффициента полупрозрачности Es для землетрясений с магнитудой M>5,0 показывает, что за 2-3 дня до землетрясения он увеличивается.

Вопрос о турбулизации ионосферной плазмы в Е области ионосферы над эпицентрами готовящихся землетясений был впервые поднят в работах [3,4]. На ионограммах вертикального зондирования ионосферы в Душанбе были обнаружены явления диффузности следов Еs в период подготовки ряда крупных землетрясений.

Известно, что в среднеширотной ионосфере явление диффузности спорадического слоя Es возникает весьма редко. Аномальность диффузных следов Es –spread [3] на ионограммах даёт основание полагать, что над эпицентральными областями землетрясений возникают физические процессы.

Ранее нами была высказана гипотеза [4] о том, что на высотах Е-области происходит ионосферная плазменная турбулизация вследствие градиентно-дрейфовой неустойчивости, связанная с вобуждением в ионосфере электрических полей сейсмического происхождения. В период подготовки сильных землетрясений на ионограммах вертикального зондирования станции Душанбе, вблизи эпицентральной зоны, часто возникает явление расплывания следов спорадического слоя Es.

Предполагается, что длительность проявления сейсмоионосферных предвестников в Душанбе может быть связана с деформационными процессами в земной коре и разных разломах, а также неодинаковыми свойствами среды эпицентральной зоны.

Показано, что для землетрясений с M > 4,5-6.0 за 2-3 суток до события наблюдаются увеличение величины диапазона полупрозрачности Es – Δ fbEs и рост степени неоднородности Es- δ , что приводит к возникновению интенсивности образования неоднородностей Ne в спорадическом слое Es ионосферы.

Установлено, что изменчивость диапазона полупрозрачности - Δ fbEs и коэффициента полупрозрачности Es- δ в периоды сейсмической активности могут быть связано с явлениями турбулентности в спорадическом слое Es ионосферы. Динамическое развитие турбулентности в периоды сейсмической активности может быть вызвано акустическими и акустико- гравитатционными волнами.

Литература

- 1. Липеровский В.А., Шалимов С.Л., Алимов О.А., Липеровская Р.Х., Колесников Л.Ф, Хакимова М.А. О некоторых эффектах сейсмической активности в верхней атмосфере // Препринт № 22. Институт Физики Земли АН СССР, М., 198, 19 с.
- Алимов О.А., Липеровская Е.В., Липеровский В.А., Рубцов Л.Н., Гуфельд И.Л. Выделение эффектов сейсмической активности в Е_s-слое ионосферы // В сб.: "Поиск электро-магнитных предвестников землетрясений". М.: Наука. ИФЗ АН СССР. – 1988. С. 169–173.
- Алимов О.А., Гохберг М.Б., Липеровская Е.В., Гуфельд И.Л., Липеровский В.А., Рубцов Л. Н. Эффект резких уменьшений плотности спорадического слоя Е_s ионосферы — предвестник землетрясений // ДАН СССР. – 1989. – 305. – №6. С. 1335–1339.
- 4. Алимов О.А., Блохин А.В., Липеровская Е.В.: Силина А.С. Влияние сейсмической активности на неоднородности электронной концентрации спорадического слоя Es

ионосферы. Труды международной конференции: "Посвященной шестидесятилетию Хаитского землетрясения 1949 года", 19-11 июля 2009г, Таджикистан, Душанбе. – 2009. С. 58-64.

Seismic activity effect on turbulence development in E_s sporadic layer of the ionosphere

Alimov O.A., Blokhin A.V.

Institute of Astrophysics Academiy of Sciences the Republic Tajikistan, Tajikistan

The paper presents the analysis of E_s sporadic layer frequency parameters, i.e. translucency range and coefficient during earthquake preparation. The investigation was carried out on the basis of ionograms, in the first place, obtained by ionosphere vertical sounding method at Dushanbe station at nighttime on August 15-29, 1986. Within this period four successive earthquakes occurred that corresponds to the aim of the present paper on seismic processe effect on the intensity of continuous ionospheric turbulence. The duration of seismo-ionospheric precursor manifestation in Dushanbe is supposed to be associated with deformation processes in the Earth crust and different faults as well as with different properties of epicentral zone media.

It has been shown that for the earthquakes with M > 4.5-6.0 the increase of E_s translucency range value and the growth of E_s inhomogeneity degree are observed two or three days before an event, that leads to the appearance of inhomogeneity intensity in E_s sporadic layer of the ionosphere. It has been established that the changeability of translucency range and E_s translucency coefficient during seismic activity may be associated with turbulence phenomena in E_s sporadic layer of the ionosphere. Dynamic development of turbulence during seismic activity is caused by acoustic and acoustic-gravitational waves.

Аэрозольные предвестники землетрясений в нижней атмосфере в районах тектонической активности

Алексеев В.А.¹, Алексеева Н.Г.¹, Гришин А.И.², Матвиенко Г.Г.² ¹Троицкий институт инновационных и термоядерных исследований ТРИНИТИ, Россия ²Институт оптики атмосферы им. В.Е. Зуева СО РАН, Россия

aig@iao.ru, mgg@iao.ru

Задача краткосрочного прогноза землетрясений до настоящего время не решена, хотя за последние десятилетия был создан ряд новых методов исследования предвестников сейсмических процессов. Одним из наиболее перспективных методов мы считаем наблюдения аэрозольных потоков, поступающих в атмосферу из глубин Земли [1-3] через приповерхностные микротрещины. Наблюдаются изменения концентрации, спектра размеров, а также химического состава аэрозольных частиц [1-3]. В то же время аэрозольная компонента может приводить к изменению электрического поле Земли, которое также способно активно реагировать на изменчивость тензометрических характеристик земной коры. Выбор электростатических характеристик Земли в качестве возможного признака землетрясения обусловлен также тем, что известна корреляция аномалий геоэлектрического поля с повышением концентрации газов в подпочвенных слоях и в атмосфере при деформации земной коры в районах очагов землетрясений [4-5]. Исходя из этих предпосылок, в ноябре 1999 года были проведены экспедиционные работы на Таманском полуострове в зоне Бугазского поперечного разлома. В ходе проведения экспедиционных работ измерялись следующие физические характеристики:

- напряженность электрического поля атмосферы при помощи датчика динамического типа, преобразующего постоянное поле Земли в переменное;
- электрическая проводимость атмосферного воздуха, измеряемая по времени разряда сетчатого открытого конденсатора;
- коэффициента аэрозольного объемного рассеяния с помощью малогабаритного датчика аэрозоля, измеряющего рассеянное под углом 45⁰ излучение. Измерительные приборы подключались к портативной ЭВМ Notebook, которая обеспечивала сбор экспериментальных данных, а также их первичную статистическую обработку.

На рис. 1 представлен временной ход коэффициента аэрозольного рассеяния (кривая сверху) и напряженности электрического поля за период 19-22 октября 1999 года. Стрелка указывает время, когда местная сейсмическая станция зафиксировала подземный толчок с магнитудой М=4.5 и эпицентром, расположенным в 450 км от сейсмостанци "Анапа". Звезда соответствует наблюдениям в штольне, когда в 300 м от места измерений был проведен взрыв 500 кг аммонита. Из рисунка видно, что за несколько часов перед землетрясением наблюдается существенное увеличение по модулю напряженности электрического поля Е до величин порядка 170 В/м. После этого непосредственно перед толчком величина Е быстро падает до фоновых значений. Значение коэффициента рассеяния за этот период возросло примерно на 50% и оставалось практически на постоянном уровне вплоть до толчка, после чего произошел сброс к прежнему уровню. Из рисунка также видно, что сотрясение почвы, вызываемое техногенной причиной (взрывом в карьере), не оказывает существенного влияния на временной ход величины Е. В то же время сотрясение почвы вызвало осыпание пыли со стенок и потолка штольни, что привело к увеличению коэффициента аэрозольного рассеяния после взрыва.



Рис. 1. Временной ход напряженности электрического поля E (нижний график) и коэффициента рассеяния σ. Стрелка соответствуют моменту землетрясения, звезда – моменту взрыва при измерении в штольне. Первый закрашенный прямоугольник соответствует измерениям при отсутствии толчков, второй – непосредственно перед землетрясением



Рис. 2. Амплитудные спектры флуктуаций коэффициента рассеяния в спокойный период (кривая 1) и перед землетрясением (кривая 2). Вертикальные отрезки указывают на доверительный интервал для вероятности 0,9



Рис. 3. Амплитудные спектры флуктуаций напряженности Е в спокойный период (кривая 1) и перед землетрясением (кривая 2). Вертикальные отрезки указывают на доверительный интервал для вероятности 0,9

Исследование спектральных характеристик флуктуаций коэффициента аэрозольного рассеяния σ показало, что они существенно зависят от активности земной коры в период измерений. На рис.2 приведены спектры плотности мощности флуктуаций амплитуды σ , построенные для "спокойного" периода и в интервал времени, непосредственно предшествующий землетрясению. Анализ данных показывает, что максимальные значения спектров флуктуаций амплитуд приходятся на период перед землетрясением, при этом максимумы спектров отличаются более чем в 2 раза. Кроме того, амплитудный спектр флуктуаций σ для активного периода отличается большим диапазоном изменчивости величины $S_{\sigma}(f)$. Спектры флуктуаций напряженности электрического поля $S_E(f)$ также существенно зависят от времени проведения измерений. На рис.3 приведены спектры флуктуаций амплитуд величины Е для периодов "спокойной" земной коры и перед землетрясением. Как видно из графиков, максимальные значения спектров амплитуд для разных ситуаций отличаются более чем на порядок! Столь значительное отличие показывает, что в формировании структуры электрического поля данного региона весьма значительную роль играют тектонические процессы земной коры.

На рис.4 показан временной ход электрической проводимости атмосферы. Из рисунка видно, что моментам толчков предшествует увеличение проводимости атмосферы, что можно объяснить увеличением концентрации в воздухе заряженных частиц. Из сравнения рисунков 1 и 4 видно, что непосредственно перед толчком увеличивается как коэффициент рассеяния, так и электрическая проводимость атмосферы, поэтому возникает вопрос о взаимосвязи аэрозольных и электропроводящих свойствах атмосферы. Оценить влияние аэрозоля на концентрацию заряженных частиц n можно из следующего уравнения:

$$\frac{dn}{dt} = \nu - \alpha n^2 - \beta N n$$

где ν – интенсивность ионообразования, α – коэффициент рекомбинации , β – коэффициент присоединения легких ионов к аэрозольным частицам, N – концентрация аэрозольных частиц. Для равновесного состояния при dn/dt = 0 дифференциальное уравнение превращается в уравнение второго порядка и легко решается относительно n. Из решения видно, что влияние аэрозольных частиц на концентрацию ионов существенно при



Рис. 4. Временной ход проводимости атмосферного воздуха с 19 по 22 октября. Стрелка соответствуют моменту толчка, звезда – взрыву при измерениях в штольне



Рис. 5. Временной ход коэффициента рассеяния 1-2 августа 2008 г. Тонкие вертикальные линии соответствуют началу и концу затмения. Толстая линия-фаза полного затмения

 $\beta N >> \alpha \nu$. Данное условие в приземном слое атмосферы выполняется всегда, поэтому учет аэрозольной компоненты необходим при расчетах электростатических характеристик атмосферы. Кроме того, из анализа статистических данных многолетних измерений электрических характеристик атмосферы следует, что со временем электропроводность атмосферы медленно падает, что связывается с увеличением концентрации аэрозоля антропогенного происхождения. Так как в нашем случае наблюдается обратный процесс, можно сделать вывод, что в атмосферу при этом выделяется значительное количество ионов. Второй этап измерений аэрозольного рассеяния проводился на Алтае вблизи Кош-Агача в глубокой штольне. Он интересен тем, что во время измерений проходило полное солнечное затмение 2008 года. Представленный на рис.5 график показывает нарастание аэрозольного рассеяния после прохождения фазы затмения. Объяснение этого факта требует привлечения новых данных дополнительных исследований.

Литература

- Алексеев В.А., Алексеева Н.Г. К вопросу о поступлении тяжелых металлов при дегазации Земли // Ядерно-физические методы анализа в контроле окружающей среды. -Труды 2 Всесоюзного совещания – Ленинград – Гидромет – 1985. - С.173-179.
- 2. Алексеев В.А., Алексеева Н.Г., Муравьев Я.Д. и др. Аэрозольный предвестник извержения Авачинского вулкана в январе 1991 г. // ДАН. 1995. Т.345. №5. С.667-670.
- Alekseev V.A., Alekseeva N.G. Investigation of metal transfer in the biosphere during gaseous emission in zones of tectonic activity using methods of nuclear physics // Nucl.Geophys. – 1992. - V.6 - No 1. - P.99-110.
- Kondo G. The variation of atmospheric field at the time of earthquake // Mem. Kakioka Magn. Observ. - 1968. - V.13. - P.11-23.
- AndresonR. V. Larson R.E. Atmospheric electric and radon profiles over a closed basin and open ocean // J.Geophys.Res. - 1974. - V.79. - No.24. - P.3432-3435.

Aerosol precursors of earthquakes in the lower atmosphere in the areas of tectonic activity

Alekseev V.A.¹, Alekseeva N.G.¹, Grishin A.I.², Matvienko G.G.²

¹ Troitsk Institute for Innovation and Fusion Research, Russia

² V.E. Zuev Institute of Atmospheric Optics SB RAS, Russia

The problem of short-term earthquake prediction has not been solved so far, although during the last decades, new methods to study seismic process precursors have been developed. These include monitoring of gas and aerosol flows penetrating into the atmosphere from the depths of the Earth. One of the indicators of tectonic activity increase is the increase of aerosol background determined by the appearance of aerosol particles in the atmosphere entrained by gas (H2, H2S, CO2, CH4 etc.) flows into the atmosphere through near-surface cracks. Changes in concentration, spectrum size and aerosol particle chemical composition may be observed. At the same time, due to electrification of particles, aerosol component may cause electric field configuration change in a local area of the earth surface. The basis of the present paper are experimental observations of atmosphere electric and aerosol characteristic changeability in

the regions of tectonic activity. The first stage of work was carried out in a seismically active zone on Taman peninsular in the area of Bugaz cross fault. Atmosphere electric field intensity, atmospheric air electric conductivity and aerosol volume scattering coefficient were measured during the experiment. The second stage of measurements of aerosol scattering was carried out in Altai near Kosh-Agach in a deep tunnel. It was interesting since total solar eclipse of 2008 occurred during this time. During the analysis of atmosphere temporal electric and optical characteristics, signal fluctuations, which coincided in time with underground shocks, were registered. Investigation of spectral characteristics of aerosol scattering coefficient fluctuations showed, that they significantly depend on the Earth core activity during measurements. Data analysis showed that the maximum values of amplitude fluctuation spectra are registered before an earthquake, spectrum maxima differ by more than 2 orders. Moreover, amplitude fluctuation spectrum for an active period differs by a larger range of changeability. Electric field intensity fluctuation spectra also significantly depend on time of measurements, maximum values of amplitude spectra for different situations differ by more than one order! The presented data confirm the prospectivity of such complex investigations of atmosphere electric and aerosol characteristics.

A statistical report on atmospheric vertical electric field as a precursory for earthquakes observed from North-East India

Choudhury A., Guha A., DE B.K., Roy R.

Department of Physics, Tripura University, Suryamaninagar 799022, India

Abhiit007@gmail.com

Introduction

Atmospheric vertical electric field (VEF) at the fair weather regions is primarily governed by the global thunderstorm activity maintaining a potential difference between the ground and the ionosphere [*Price 2002*]. This field is normally directed downwards and its intensity close to the ground surface is of order of 100-200 Vm⁻¹. Generally in atmospheric electricity, fair weather electric field is considered as negative [Pawar and Kamra 2002] but in our analysis we took it to be positive as per convention of fair weather atmospheric electricity. The electric field measurements near the ground surface have been performed for a long time to gather cloud charge distribution, studying the number, intensity and polarity of the thunderstorm discharges [*Pawar and Kamra 2002*]. During such fair weather days, there are many scientific reports on variations of atmospheric VEF prior to earthquakes (EQs) in various seismo-active regions of the world. This is evident from onservations from countries like Russia, Japan and China [*Mikhailov et al. 2006, Zhang-Hui et al. 2011, Kondo 1968*]. Interestingly, all of the reports point to negative variation in VEF. The VEF variations usually occur at an interval of a few hours to a few days before the main shock and found to be either a bay-like field intensity decrease or an oscillatory train lasting a few hours [*Mikhailov et al. 2006*].

Several possible mechanisms of lithosphere ionosphere interaction have been suggested in literature to account for this anomalous variation in VEF before earthquakes [*Pulinets and Boyarchuk 2004*]. The surface air ionization caused by radon emanation in the atmosphere before earthquakes has been probed as one of the major source of electric field variations [*Harrison et al. 2010*]. The present study is the first preliminary statistical observation made from the North East India from where no previous studies were made with respect to VEF variation though it is a highly earthquake prone zone. An effort has been made to investigate the association of VEF bay depth and duration with earthquake magnitude depth ratio.

Experimental Setup

The atmospheric VEF is measured by one BOLTEK EFM–100 atmospheric electric field monitor installed at rooftop of laboratory of the Department of Physics (Lat: 23.75^oN, Long: 91.25^oE) at height of 15 m from the ground. The EFM consists of six electronically controlled grounded conductive choppers which alternatively shield and expose six sensor plates to the atmospheric DC electric field. This generate a to-and-fro motion of charges between the ground and sensor plates through a high value resistor, which constitutes an AC current that appears as an AC voltage across the sense resistor. The magnitude of this AC voltage is proportional to the strength of the DC atmospheric electric field. This voltage is amplified and fed into an analog to digital converter. The data is stored in the computer with a sampling rate of one data per second. To maintain time synchronization, the internal clock of the computer is synchronized with a GPS time receiver. The maximum electric field that could be measured by the instrument is $\pm 20 \text{ kVm}^{-1}$. Although, after proper calibration and scaling during the fair weather conditions

a scale factor of 0.4 was found which restricted the maximum field variation around $\pm 8 \text{ kVm}^{-1}$. The EFM is capable of detecting lightning discharges within a radius of 30 km from its location.

Observations and Analysis

Three years' VEF data from July 2009 to December 2012 were considered for the present analysis. The fair weather days were selected from the condition by maximum 4 m/s wind speed, less than 3 octa cloud cover and no cumulonimbus cloud visible in the sky from the observational site and no precipitation at the site. A comprehensive search was made for earthquakes occurring in vicinity of about 2000 kms from the receiver. Among them, 12 cases were found where VEF magnitude variations in the form of bay like depressions were observed as a precursory for Earthquake. Figure 1 depicts the geographical positions of all twelve earthquakes for which precursory are observed (in square) along with the location of the VEF receiver (in triangle).



Fig. 1. Geographical location of 12 earthquakes



Fig. 2. The difference between fair-weather-day, Lightning day & anomalous day VEF

The earthquakes having the ratio of earthquake magnitude by depth greater than 0.25 has been only considered for this study. Also two successive earthquakes occurring within an interval of 24 hrs have been considered as a single event. Figure 2 shows a typical diurnal variation in VEF for (a) a meteorologically fair-weather day, (b) day with local lightning and precipitation and (c) a day with fair-weather but an anomalous VEF variation preceding an earthquake. The bay like variation has been highlighted by a circle and the time of earthquake is shown by an upward arrow. The "earthquake magnitude by depth" is plotted with the VEF bay depth and VEF bay duration. A correlation coefficient of 0.74 (Figure 3) and -0.82 (Figure 4) respectively have been found. Whereas, for "distance of earthquake epicenter to observation point" plotted with VEF bay depth and VEF bay duration, correlation coefficients of 0.41 and -0.32 respectively was observed (Figure 5a & 5b).



Fig. 3. Plot between ratio of EQ magnitude by depth & VEF bay depth



Fig. 4. Plot between ratio of EQ magnitude by depth & VEF bay duration

The "time difference between occurrence of bay like variation in VEF and earthquake" against VEF bay depth and against bay duration are plotted in Figure 6a & 6b. Correlation coefficient of 0.71 and -0.15 has being found respectively.

Discussion

Among the various models proposed in the literature, radon emanation (which is a product of Uranium decay series) is viewed as significant cause of such VEF variations [Smirnov 2008]. As a consequence of radon emanation, long living ion complexes of opposite signs are formed in the near ground layer of the atmosphere. Under action of the natural atmospheric electric field, the positive ions would tend to move to the surface of the Earth where they would recombine, but because of their low mobility, after some time, the spatial layer of positive ions is formed at the surface whereas negative ions will move vertically upwards. In that way, near ground surface, an "electrode layer" is formed which diminishes the natural atmospheric electric field. This is known as the "electrode effect" [Pulinets and Boyarchuk 2004]. But air ionization by increased radon release before earthquakes might be only a small part of the total ionization



Fig. 5. Plot between distance of EQ Epicenter with VEF bay depth & VEF bay duration



Fig. 6. Plot between time difference of EQ & VEF variation with VEF bay depth & duration

balance, as the release of radon into atmosphere is thought to be closely related as well to the state of deformation processes in surface layers of the Earth during the earthquake preparation phase [Morgunov and Maltsev 2003]. Pulinets and Ouzounov (2011) introduced a model named as Lithosphere–Atmosphere–Ionosphere Coupling (LAIC) model, discussing a mechanism that exists between different layers of the atmosphere, which could explain the linkage of events occurring simultaneously between the ground surface, atmosphere and ionosphere, before an earthquake. Thus it can be seen that a complex mechanism exists between variations in VEF and impending earthquakes.

Conclusion

- 1. The average VEF bay depth variation to be around 500 to 800 $\rm Vm^{-1}$, with a maximum variation around 1385 $\rm Vm^{-1}$.
- 2. The average VEF bay duration was found to be within the range of 50 70 minutes, with maximum variation as 77 minutes.
- 3. The most probable VEF precursory was observed 7-12 hours before an impending earthquake, whereas the maximum variation was about 14 hour.
- 4. A 34.5% probability of earthquake precursor in VEF was observed in our data within 24 hrs before an impending earthquake, only during the meteorologically clear days.

Reference

- Pulinets S., Ouzounov D. Lithosphere–Atmosphere–Ionosphere Coupling (LAIC) model

 An unified concept for earthquake precursors validation // J. Asian Earth Sci. 2011.
 V. 41. P. 371–382.
- Morgounov V.A., Maltsev S.A. Model of the Quasistationary Lithospheric Electric Field // Proceedings of 5th Russian Conference on Atmospheric Electricity. – 2003. - V. 2. – P. 59–61.
- 3. Pulinets S.A. and Boyarchuk K.A. Ionospheric Precursors of Earthquakes: Springer, Berlin, Germany. 2004.
- Smirnov S. Association of the negative anomalies of the quasistatic electric field in atmosphere with Kamchatka seismicity // Nat. Hazards Earth Syst. Sci. – 2008. - V. 8 – P. 745–749.
- 5. *Price C.* Lightning and Atmospheric Electricity, in Encyclopedia of Global Environmental Change: ed. T. Nunn, John Wiley & Sons Ltd., Chichester, U.K., 2002.
- Pawar S.D. and Kamra A.K. Recovery curves of the surface electric field after lightning discharges occurring between the positive charge pocket and negative charge centre in a thundercloud // Geophys. Res. Lett. – 2002. – V. 29 – P. 2108–2111.
- Mikhailov Yu.M., Mikhailova G.A., Kapustina O.V., Druzhin G.I. and Smirnov S.E. Electric and Electromagnetic processes in the near earth atmosphere before earthquakes on Kamchatka // Geomagn. Aeron. – 2006. - V. 46. – No. 6 – P. 796–808.
- Zhang-Hui A. N., Xue-Bin D. U., Ying-Ying F., Jun L., Da-Cheng T., Jun-Ying C. and Tao X. A study of the electric field before the wenchuan 8.0 earthquake of 2008 using both space-based and ground-based observational data with spectral element method simulation // Chinese J. Geophys. – 2011. – V. 54. – No. 6. – P. 818-827.

- 9. Kondo G. The Variation of the Atmospheric Electric Field at the time of Earthquake, Kakioka // Magn. Obs. Mem. 1968. V. 13. No. 1 P. 11–23.
- Harrison R.G., Aplin K.L. and Rycroft M.J. Atmospheric electricity coupling between earthquake regions and the ionosphere // J. Atmos. Sol.-Terr. Phys. – 2010. – V. 72 – P. 376-381.

Статистический отчет по вертикальному электрическому полю атмосферы как предвестнику землетрясений, наблюдаемому на Северо-Востоке Индии

Барин Кумар Де, Абхиджит Чоудхури, Анирбан Гуха, Ракеш Рой

Отдел Физики, Университет города Трипура, Суряманинагар, PIN- 799022, Индия

В качестве предвестника землетрясений были использованы данные аномальных вариаций, наблюдаемые в вертикальном электрическом поле (ВЭП) в атмосфере Земли в виде бухтообразной депрессии и интенсивность его сигнала. В данной работе рассматривается первый статистический отчет по вариациям ВЭП, полученным в одной из сейсмически активных областей Северо-Восточной Индии, расположенной на пересечении трех тектонических плит. Анализ проводился с июля 2009 по декабрь 2012. Было отобрано двенадцать дней с условиями хорошей погоды, в которые наблюдались аномальные вариации в ВЭП приземной атмосферы в виде бухтообразных депрессий в его интенсивности перед землетрясениями. Средняя продолжительность бухты ВЭП составила 50-70 минут, а глубина магнитуды ВЭП - около 500-800 Вм-1. ВЭП проявляло аномальные вариации примерно за 7-12 часов до землетрясения. С помощью данного анализа была установлена 34.5 процентная вероятность предвестника землетрясения. График для глубины бухт ВЭП и соотношения магнитуды землетрясения к глубине имеет положительной коэффициент корреляции 0,74, в то время, как график для продолжительности бухт ВЭП и соотношением магнитуды землетрясения к глубине имеет отрицательный коэффициент корреляции 0.79. Это указывает на то, что в условиях хорошей погоды, ВЭП атмосферы может проявлять эффект предвестника землетрясений относительно глубины и продолжительности бухт ВЭП. Корреляция ортодромического расстояния эпицентра землетрясения до точки наблюдения с глубиной бухты ВЭП составила 0,71, а с продолжительностью бухты ВЭП корреляция очень низкая. Корреляция временной разницы вариации ВЭП и землетрясения с глубиной бухт ВЭП - хорошая, в то время, как корреляция временной разницы вариации ВЭП и землетрясения с продолжительностью бухт ВЭП - слишком низкая. Результаты обсуждаются относительно ионизации недалеко от области подготовки землетрясения.

Деформационные изменения земной коры в области повышенных тектонических напряжений

Боброва М.Е., Пережогин А.С.

Институт космофизических исследований и распространения радиоволн ДВО РАН,

Россия

d72156@gmail.com

Процессы деформационных изменений земной коры в пределах сейсмоактивных зон связаны с подготовкой землетрясений. Выявление размеров областей влияния готовящихся землетрясений исследовалось в работе [3]. В настоящей работе с помощью математического моделирования построена зона деформационного влияния японского землетрясения 11.03.2011 г. В основе положена статическая модель деформационного поля в рамках теории упругости [2].

Рассмотрим модель земной коры в приближении упругого однородного изотропного полупространства. Во введенной декартовой системе координат полупространство совпадает с положительным направлением оси ОZ. Тензоры напряжений σ_{ij} и деформаций ε_{ij} и вектор смещения u_i удовлетворяют системе уравнений:

$$\frac{\partial \sigma_{ij}}{\partial x_j} + X_i = 0, \tag{1}$$

$$\varepsilon_{ij} = \frac{1}{2} \left(\frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j}{\partial x_i} \right),\tag{2}$$

$$\sigma_{ij} = \lambda \varepsilon_{ii} \delta_{ij} + 2\mu \varepsilon_{ij},\tag{3}$$

где X_i – массовые силы внутри полупространства, λ, μ – коэффициенты Ламэ, δ_{ij} – символ Кронекера. Граничным условием для системы (1) - (3) является свободная граница z = 0: $\sigma_{zx}|_{z=0} = \sigma_{zy}|_{z=0} = \sigma_{zz}|_{z=0} = 0.$

Источник в виде комбинации девяти двойных сил помещен в точку c на оси ОZ [1].

Для нахождения поля напряжений можно воспользоваться представлением Галеркина. Компоненты тензора напряжений в упругом изотропном полупространстве могут быть выражены через частные производные вектора Галеркина [?]:

$$\sigma_{xx} = 2(1-\nu)\frac{\partial}{\partial x}\Delta X + \left(\nu\Delta - \frac{\partial^2}{\partial x^2}\right)\operatorname{div}\mathbf{H},$$

$$\sigma_{yy} = 2(1-\nu)\frac{\partial}{\partial y}\Delta Y + \left(\nu\Delta - \frac{\partial^2}{\partial y^2}\right)\operatorname{div}\mathbf{H},$$

$$\sigma_{zz} = 2(1-\nu)\frac{\partial}{\partial z}\Delta Z + \left(\nu\Delta - \frac{\partial^2}{\partial z^2}\right)\operatorname{div}\mathbf{H},$$

$$\sigma_{yz} = (1-\nu)\left(\frac{\partial}{\partial z}\Delta Y + \frac{\partial}{\partial y}\Delta Z\right) - \frac{\partial^2}{\partial y\partial z}\operatorname{div}\mathbf{H},$$

$$\sigma_{zx} = (1-\nu)\left(\frac{\partial}{\partial x}\Delta Z + \frac{\partial}{\partial z}\Delta X\right) - \frac{\partial^2}{\partial x\partial z}\operatorname{div}\mathbf{H},$$

$$\sigma_{xy} = (1-\nu)\left(\frac{\partial}{\partial y}\Delta X + \frac{\partial}{\partial x}\Delta Y\right) - \frac{\partial^2}{\partial x\partial y}\operatorname{div}\mathbf{H},$$

(4)

где X, Y, Z – координаты вектора Галеркина **H**; $\sigma_{xx}, \sigma_{yy}, \sigma_{xx}, \sigma_{zz}, \sigma_{yz}, \sigma_{zx}, \sigma_{xy}$ – компоненты тензора напряжений; <u>А</u> – оператор Лапласа, *ν* – коэффициент Пуассона.

 σ

Проведем моделирование максимальных касательных напряжений. Для выделения не только критических, но и всех других возможных уровней напряжений, воспользуемся величиной $\sigma_{\max} = \max(|\sigma_1 - \sigma_2|, |\sigma_2 - \sigma_3|, |\sigma_3 - \sigma_1|)/2$ – критерием максимальных касательных напряжений, где $\sigma_1, \sigma_2, \sigma_3$ – главные значения тензора напряжений. С помощью значения максимального касательного напряжения определим относительные деформации сдвига:

$$\varepsilon_{\max} = \frac{(1+\nu)}{E} \sigma_{\max} \tag{5}$$

В упругом полупространстве определим следующие уровни сдвиговых деформаций ε_{\max} $10^{-8} - 10^{-7}$; $10^{-7} - 10^{-6}$; $10^{-6} - 10^{-5}$; $> 10^{-5}$. Значение $< 10^{-8}$ величины ε_{max} соответствует уровню приливной деформации земной коры, а значение больше чем 10^{-5} – образованию области разуплотнения и достижению предела прочности пород. При численном моделировании для дальнейшего анализа установим уровень сдвиговых деформаций – 10^{-5} .

Программная реализация математической модели выполнена в системе Maxima [9].

Используя (4) и суммы векторов Галеркина для двойных сил без момента [6] получены явные решения для тензора напряжений и сдвиговых деформаций с помощью пакета аналитических вычислений Maxima [9]:

1) Задаем коэффициенты Ламэ: lambda, mu, глубину гипоцентра, компоненты тензора сейсмического момента.

2) Вычисляем компоненты тензора напряжения $\sigma_{xx}, \sigma_{yy}, \sigma_{xx}, \sigma_{zz}, \sigma_{yz}, \sigma_{zx}, \sigma_{xy}$ с помощью представления Галеркина. Представим источник как комбинацию девяти двойных сил (двойная сила в направлении оси x, двойная сила в направлении оси y, двойная сила в направлении оси x, двойная сила в направлении оси z, двойная сила в направлении оси x с моментом относительно оси z, двойная сила в направлении оси x с моментом относительно оси z, двойная сила в направлении оси x, двойная сила в направлении оси y с моментом относительно оси x, двойная сила в направлении оси y с моментом относительно оси z, двойная сила в направлении оси z с моментом относительно оси z.

3) Вычисляем суперпозицию решений для единичных векторов.

4) Вычислим компоненты тензора напряжения $\sigma_{xx}, \sigma_{yy}, \sigma_{xx}, \sigma_{zz}, \sigma_{yz}, \sigma_{zx}, \sigma_{xy}$ в каждой точке пространства, умножив на величину сейсмического момента для соответствующей силы.

5) Приведем матрицу к диагональному виду и вычислим максимальную полуразность главных компонент тензора. Сдвиговые компоненты определяются по формуле (5).

6) Вычисляем радиус влияния землетрясения - максимальный радиус от эпицентра до границы области со значением деформации порядка 10⁻⁸.

Для моделирования области деформации использовались следующие параметры земной коры: $\nu = 0.25$, $\lambda = 3.5 \cdot 10^{10}$ Па, $\mu = 3.48 \cdot 10^{10}$ Па, $\rho = 2900$ кг/м³, g=9.8 м/с², S=3 $\cdot 10^{6}$ Па, $\alpha = 0.5$. Задана глубина источника c = 20 км и тензор сейсмического момента для японского землетрясения 11.02.2011 г. Данные получены из Гарвардского каталога землетрясений [10].

$$M = \begin{bmatrix} M_{pp} & M_{pt} & M_{pr} \\ M_{tp} & M_{tt} & M_{tr} \\ M_{rp} & M_{rt} & M_{rr} \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} -1.450 & -0.657 & 4.550 \\ -0.657 & -0.281 & 2.120 \\ 4.550 & 2.120 & 1.730 \end{bmatrix} \cdot 10^{22} \mathrm{H} \mathrm{M}$$

Тензор сейсмического момента задан в Н м. Координата r направлена по радиусу к центру Земли, t - на юг и p - на восток. Ориентация сторон света выбрана следующим образом: координата r соответствует z, координата t соответствует y и координата p соответствует x в декартовой системе координат.

Визуализация результатов моделирования выполнена с помощью пакета построения графиков gnuplot [8]. Пространственное распределение области деформационного влияния



Рис. 1. Зона относительных деформации 10^{-5} на поверхности полупространства (*a*), данные спутника Envisat [7] (δ)

по результатам моделирования хорошо согласуется с результатами радарных наблюдений за смещением земной коры. Механизм очага сейсмического события, который заложен в математическую модель, указывает на качественное совпадение с реально наблюдаемой картиной деформационных возмущений земной поверхности.

Результаты применения статической модели теории упругости для моделирования областей деформационного влияния землетрясений качественно согласует с экспериментальными данными о смещениях земной поверхности. В связи с этим появляется возможность оценок размеров областей подготовки землетрясений в пределах сейсмоактивных регионов.

Литература

- 1. Аки К., Ричардс П. Количественная сейсмология: Теория и методы. // М.:Мир, 1983. Т. 1. 520 с.
- 2. Боброва М.Е., Пережогин А.С. Моделирование поля деформаций и зон дилатансии в упругом полупространстве с комбинацией двойных сил // Вестник КРАУНЦ. Физмат науки. 2011. № 1 (1). С. 29-34.
- 3. Добровольский И.П. Математическая теория подготовки и прогноза тектонического землетрясения. М.:ФИЗМАТЛИТ, 2009. 240 с.
- 4. Новацкий В. Теория упругости. М.:Мир, 1975. С. 302.
- 5. Пережогин А.С., Шевцов Б.М. Модели напряженно-деформированного состояния горных пород при подготовке землетрясений и их связь с геоакустическими наблюдениями // Вычислительные технологии. 2009. Т. 14. № 3. С. 48-58.
- Mindlin R.D., Cheng D.H. Nuclei of Strain in the Semi-Infinite Solid. // Journal of Applied Physics. Vol. 21. 1950. P. 926-930.
- 7. http://www.esa.int/esaCP/SEM9PL6UPLG_index_0.html

- 8. http://www.gnuplot.info
- 9. http://maxima.sourceforge.net/ru
- 10. http://www.globalcmt.org/CMTsearch.html

Deformation changes of the Earth's crust in the area of high tectonic stress

Bobrova M.E., Perezhogin A.S.

Institute of Cosmophysical Researches and Radio Wave Propagation FEB RAS, Russia

At present, radio interferometry methods are actively used to determine Earth's surface deformations. The strongest displacements are caused by earthquakes, volcanic eruptions and great landslides. Such tasks require an adequate mathematical model for the stress-strain state of the Earth crust rocks.

The paper presents one of the possible approaches to describe deformation changes in the result of big seismic events. As the Earth crust model the approximation in the form of homogeneous isotropic elastic half-space with a combination of double forces, which correspond to earthquake mechanism, is chosen.

The model calculates the area of surface deformations, using maximum shear stress and dilatancy. Numerical modeling of surface deformations of the Earth's crust is carried out for the Japanese earthquake on March 11, 2011. The simulation results are compared with the displacement of the Earth's crust, obtained by radar measurement of ALOS and Envisat satellites.

Анализ особенностей пространственно-временных распределений сейсмических событий Камчатского региона за 1990 – 2013 гг. на основе вероятностной модели

Богданов В.В., Павлов А.В.

Институт космофизических исследований и распространения радиоволн ДВО РАН, Россия

vbogd@ikir.ru, pavlov@ikir.ru

Используя теоретико-вероятностный подход, каталог землетрясений можно представить в виде вероятностного пространства трёх математических объектов: Ω – пространство элементарных событий, \tilde{F} – множество подмножеств случайных событий из Ω , P – вероятности этих случайных событий [1]. Соответственно каждое землетрясение каталога рассматривается как единичный исход ω_i в пространстве Ω , мощность которого задаётся числом событий каталога. Единичный исход ω_i сопровождается регистрацией пяти случайных величин: энергетического класса K, трех координат (широты ϕ , долготы λ и глубины h) и времени t. Так как в дальнейшем будут рассматриваться только пространственные распределения при фиксированном временном интервале, то время единичного события как случайная величина из дальнейшего анализа будет исключено. В этом случае элементарное событие ω_i определяет вектор $\xi_i(\omega_i)$, задаваемый четырьмя случайными непрерывными величинами $\xi_i = (\phi_i, \lambda_i, h_i, K_i)$. Распределение событий за некоторый период ΔT_i в объеме, задаваемого интервалом координат $\Delta \phi$, $\Delta \lambda$ и Δh , будет представляться как распределение в четырехмерном пространстве *n* точек, соответствующих концу вектора ξ_i . Случайные события могут составлять произвольную комбинацию из переменного числа случайных величин (при фиксировании других) и образовывать в \tilde{F} некоторые подмножества [2].



Рис. 1. Расположение исследуемых сейсмоактивных областей S_i . Расположение эпицентров сейсмических событий с энергетическим классом $K \ge 14$, произошедших за временной период T в рассматриваемых областях

В данной работе будет исследоваться случайное событие: "Попадание эпицентров сейсмических событий, произошедших в выбранном в объёме V, в заданные интервалы широты $\Delta \phi_i$ и долготы $\Delta \lambda_i$ ". Землетрясения, попадающие в объём V образуют полную группу единичных случайных событий. Разделение поверхности сейсмоактивного объёма на сегменты производится так, чтобы области не перекрывались. Соответственно, если в заданном объёме V за рассматриваемый период ΔT зафиксировано N землетрясений, а в некотором элементарном объёме ΔV_i , являющегося часть объёма V произошло n_i событий, то вероятность рассматриваемого случайного события можно вычислить как $P = n_i/N$. Выбрав некоторый период T и проходя его заданным временным окном ΔT со скользящим шагом Δt , можно вычислить временной ряд вероятностей случайного события.

Для исследования сейсмического режима области S, расположенной вдоль восточного побережья Камчатки в диапазоне широт 46°-60°, было произведено её разделение на 3 неперекрывающихся области S_1 , S_2 , S_3 (рис.1). Согласно делению Камчатского региона на зоны сейсмичности [3], область S_1 захватывает часть сейсмофокальной зоны Курил и Южной Камчатки, S_2 – северную часть Камчатской сейсмофокальной зоны, а область S_3 захватывает часть Командорского сегмента Алеутской дуги и часть Корякского сейсмического пояса. За рассматриваемый период T=1990.01.01-2013.05.01 гг. в области S произошло 25 сейсмических событий с энергетическим классом $K \ge 14$ и с глубиной гипоцентров до 100 км, причём 14 произошло в области S_1 , 9 в S_2 и 2 в S_3 . На временном интервале T можно отметить несколько периодов повышенной сейсмической активности. Это период 1992–1998гг., когда произошло 6 событий с $K \ge 14$, из которых событие 1993.06.08 (M=7,4) и Кроноцкое событие 1997.12.05 (M=7,9) имели $K \ge 15$.



Рис. 2. Временной ряд вероятностей попадания сейсмических событий в область S₁

Для трёх сейсмоактивных областей (рис.1) были вычислены временные ряды вероятностей исследуемого случайного события, проходя временной интервал Tс окном $\Delta T=1$ год и скользящим шагом $\Delta t=10$ суток. На рис.2–4 представлены временные ряды вероятностей P для каждой из рассматриваемых областей S_1, S_2, S_3 . На временной шкале каждого графика отмечено время сейсмических событий с энергетическим классом $K \geq 13$, произошедших в соответствующей области.

Анализ рядов вероятностей показал, что наибольшая сейсмическая активность за рассматриваемый период T наблюдалась в области S_2 , для которой средняя вероятность со-



Рис. 3. Временной ряд вероятностей попадания сейсмических событий в область S_2



Рис. 4. Временной ряд вероятностей попадания сейсмических событий в область $S_{\rm 3}$

ставила 0,57. Наименьшая вероятность приходится на область S₃ со средним значением 0,13. Для области S_1 средняя вероятность составила 0,3. В области S_3 заметное повышение вероятности происходило только в 1999 и 2006 гг. Для области S₂ в период 1990–2000 гг. характерна высокая сейсмическая активность, особенно в 1990–1993 гг., и после Кроноцкого события в 1997 – 1999 гг., когда вероятность попадания сейсмических событий в эту область была $\approx 0,9$. В последующие годы сейсмическая активность в области S_2 стала снижаться и начиная с 2006 г. вероятность стала меньше среднего многолетнего уровня. В области S₁ повышение сейсмоактивности было в 1993–1994 гг., когда вероятность попадания сейсмических событий в эту область достигла 0,5. Начиная с 2007 г. в S₁ происходил рост вероятностей, превысивший в 2 раза средний многолетний уровень в 2010 – 2013 гг. В период с 2011 по апрель 2013 г. в этой области произошло 11 сейсмических событий с энергетическим классом $K \ge 14$. Таким образом с помощью представленного в данной работе метода, основанного на применении теоретико-вероятностного подхода к каталогу Камчатских землетрясений, позволившего вычислить вероятности попадания сейсмических событий в заданный сейсмоактивные области, удалось обнаружить рост сейсмической активности, происходивший на протяжении 2007–2010 гг. в сейсмофокальной зоне Курил и Южной Камчатки (область S₁) и предшествовавший серии крупных землетрясений с $K \ge 14$, произошедших в этой зоне в 2011 - 2013 гг.

Литература

- 1. Богданов В.В. Интерпретация закона повторяемости землетрясений на примере Камчатского региона // ДАН. 2006. Т. 408. –№3. С. 393-397.
- 2. Богданов В.В., Павлов А.В., Полюхова А.Л. Вероятностная модель сейсмичности на примере камчатских землетрясений //Вулканология и сейсмология. 2010. №6. С.64-74.
- 3. Левина В.И., Ландер А.В., Митюшкина С.В., Чеброва А.Ю. Сейсмичность Камчатского региона 1962-2011 гг. // Вулканология и сейсмология. – 2013. – №1. – С 41-64.

Analysis of peculiarities of seismic event spatio-temporal distributions in Kamchatka region during 1990 - 2013 based on probabilistic model

Bogdanov V.V., Pavlov A.V.

Institute of Cosmophysical Researches and Radio Wave Propagation FEB RAS, Russia

Investigation of the seismic regime of Kamchatka region is based on the probabilistic approach to the catalog of seismic events for 1990-2013. In the research, the seismically active area along the eastern coast of Kamchatka has been divided into segments, for which the probability of occurrence of seismic events was calculated. Analysis of the obtained probability distributions in time has shown, that since 2007-2008 there was an increase in the probability value, which exceed the average long-term level, in the southern part of the area under the study. The growth of probability, showing the increase of seismic activity, preceded seismic events with the energy of class K>14, which occurred in the southern area in 2011 - 2013.

Применение подземных электрических антенн в системе мониторинга напряженно-деформированного состояния геосреды

Гаврилов В.А., Бусс Ю.Ю., Полтавцева Е.В.

Институт вулканологии и сейсмологии ДВО РАН, Россия

vgavr@kscnet.ru

Электромагнитные измерения с подземными электрическими антеннами проводятся на территории Петропавловск-Камчатского геодинамического полигона с 2003 г. в комплексе со скважинными геоакустическими и другими видами измерений. По состоянию на май 2013 г. сеть измерений состоит из четырех радиотелеметрических пунктов, созданных на базе скважин Г-1, Р-2, Е-1, К-33, и Центра сбора и обработки информации, расположенного в здании ИВиС ДВО РАН. Проводимые измерения ориентированы на задачи мониторинга напряженно-деформированного состояния геосреды и прогноза сейсмической опасности. Для измерений применяются подземные вертикальные электрические антенны трех разных конструкций. Выбор конкретного типа антенны определяется особенностями, связанными с местом расположения скважины (городская территория, лесной массив и т.п.), уровнем электромагнитного излучения (ЭМИ) в районе скважины и конструкцией скважины. В рамках решаемых задач электромагнитные измерения используются в нескольких приложениях, в том числе, для оценки изменений удельной электропроводности горных пород, окружающих скважину. Принципиальная возможность таких оценок обеспечивается применением подземных антенн, где в качестве основного элемента используются неизолированные от геосреды обсадные трубы скважин. В этом случае имеет место сильная зависимость уровня сигнала на выходе антенны от электрофизических параметров окружающей геосреды, что и позволяет использовать антенну такого типа для мониторинга изменений электропроводности горных пород. Для плоской электромагнитной волны, распространяющейся в полупроводящей геосреде затухание амплитуд напряженностей электрического и магнитного полей будет определяться множителем $e^{-\alpha}$, где α - коэффициент затухания. Зависимость коэффициента затухания от параметров окружающей геосреды будет определяться выражением [1]:

$$\alpha = \omega \sqrt{0.5\mu_a \varepsilon_a \left(\sqrt{1 + \frac{\sigma^2}{\omega^2 \varepsilon_a^2}} - 1\right)},\tag{1}$$

где σ - удельная электропроводность, ε_{α} - абсолютная диэлектрическая проницаемость геосреды, μ_{α} - абсолютная магнитная проницаемость среды, ω - круговая частота.

Для невысоких значений частот, в том числе, для частот порядка сотен Гц, когда $\frac{\sigma^2}{\omega^2 \varepsilon_a^2}$ >> 1, выражение (1) упрощается, и изменения величины коэффициента затухания будут определяться только значениями удельной электропроводности геосреды:

$$\alpha \approx \sqrt{0.5\omega\mu_a\sigma} \tag{2}$$

В общем случае характер зависимости электропроводности от флюидонасыщенности пород определяется типом породы, пористостью, степенью минерализации флюида и проницаемостью. Наиболее резко зависимость удельной электропроводности σ от флюидонасыщенности горных пород сказывается при значениях влажности, не превышающих 4%. Как показано в [2, 3], в большинстве случаев изменение флюидонасыщенности (влажности) горных пород в пределах десятых долей процента приводит к изменениям удельного сопротивления на порядок и выше. Так, например, для базальта уменьшение влажности с 0.49% до 0.26% приводит к увеличению удельного сопротивления с $9.0 \cdot 10^7$ Ом·см до $3.1 \cdot 10^9$ Ом· см. Для алевролита уменьшение влажности с 0.54% до 0.44% приводит к увеличению удельного сопротивления с $1.5 \cdot 10^6$ Ом·см до $8.4 \cdot 10^8$ Ом· см, т.е. примерно в 500 раз. Согласно (2) коэффициент затухания при этом изменится в 22 раза. Таким образом, в низкочастотном диапазоне основное влияние на величину коэффициента затухания α оказывает удельная электропроводность геосреды σ при малых значениях флюидонасыщенности горных пород. В этом случае, контроль изменений уровня ЭМИ на выходе подземной электрической антенны позволяет оценивать изменения удельной электропроводности геосреды. С учетом степенной зависимости затухания амплитуд напряженностей электромагнитного поля от коэффициента α даже незначительные изменения флюидонасыщенности геосреды, связанные с подготовкой землетрясений, будут приводить к существенным изменениям уровня сигнала на выходе подземной электрической антенны, т.е. будут отражать изменения удельной электропроводности геосреды с очень высоким коэффициентом тензочувствительности.

К настоящему времени вопросы, связанные с использованием подземных электрических антенн для мониторинга удельного электрического сопротивления геосреды, наиболее детально проработаны для измерений на пункте (скважине) Г-1. Электромагнитная обстановка в районе указанной скважины определяется, в основном, ЭМИ техногенного происхождения. В рамках задач, связанных с мониторингом электропроводности горных пород, измерения на скважине проводились в трех полосах частот, выделяемых третьоктавными полосовыми фильтрами с центральными частотами 160 Гц, 560 Гц и 1200 Гц.

Начало стабильных электромагнитных измерений с подземной электрической антенной на скважине Г-1 относится к июлю 2005 г. По причинам технического и организационного характера ряды указанных измерений имели пропуски с июня 2009 г. по июль 2010 г. Результаты измерений показывают, что все относительно сильные события глубиной до 150 км, выбранные по критерию S = $L_P/R_h \ge 16\%$, где $L_P = 10^{0.44}M^{-1.29}$ – длина очага землетрясения [4], R_h – гипоцентральное расстояние, сопровождались значительными аномалиями уровня фонового ЭМИ (рис. 1). Так, например, во временной окрестности Симуширских землетрясений 2006 – 2007 гг. (М = 8.3 и 8.1) величина аномалии составила около 550%. С мегаземлетрясением (M = 9.0) в районе Тохоку, Япония, произошедшего 11 марта 2011 г. на эпицентральном расстоянии R = 2049 км, связана аномалия фонового ЭМИ порядка 350%. Наиболее значительной за все время измерений явилась аномалия фонового ЭМИ во временной окрестности землетрясения с магнитудой М = 6.9, произошедшего 28 февраля 2013 г. у южной оконечности Камчатки на эпицентральном расстоянии 251 км на глубине 52 км. В этом случае в сравнении со значениями в сентябре 2012 г. уровень фонового уровня ЭМИ в диапазоне (147 – 186) Гц в январе 2013 г. вырос примерно в 6.5 раз.

Следует подчеркнуть, что для получения корректных результатов необходима достаточная временная стабильность воздействующего на геосреду внешнего ЭМИ. Результаты измерений, проведенные в периоды отключений подстанции, обеспечивающей электропитанием район расположения скважины Г-1, показывают, что при штатном режиме работы промышленной электросети примерно 98% от общего уровня фонового ЭМИ на частотах в окрестности 150 Гц составляет электромагнитное излучение, связанное с работой указанной подстанции. В этой связи стабильность фонового ЭМИ в районе скважины Г-1 в определенной мере можно оценить исходя из данных об изменениях токовой нагрузки для территории, прилегающей к скважине Г-1. Сопоставление таких данных с данными измерений фоновой составляющей ЭМИ в окрестности частоты 150 Гц за период 2007 -2012 гг. показал, что значимые изменения уровня фоновой составляющей ЭМИ не могут быть обусловлены изменениями значений токовой нагрузки промышленной электросети.



Рис. 1. Изменения фонового уровня ЭМИ по результатам измерений в полосе со средней частотой 160 Гц.



Рис. 2. Вариации дебита воды скважины ГК-1 (а), среднеквадратические значения геоакустической эмиссии (ГАЭ) на глубине 1012 м (б), минерализации воды скважины Г-1 (в) и фоновых значений ЭМИ (г, д) во временной окрестности мегаземлетрясения в районе Тохоку (Япония) [5]

Важно отметить согласованность результатов измерений фонового уровня ЭМИ, отражающих подготовку сильных землетрясений, с данными по другим видам измерений. В качестве примера на рис. 2 представлены результаты комплексных скважинных измерений для временной окрестности мегаземлетрясения в районе Тохоку (Япония) [5]. Согласно данным измерений фонового уровня ЭМИ в третьоктавных полосах с центральными частотами 160 Гц (рис. 2г) и 560 Гц (рис. 2д) удельное сопротивление геосреды начало плавно увеличиваться с конца декабря 2010 г., а за 12 суток до землетрясения резко возросло практически одновременно с началом роста минерализации воды скважины Г-1. Значительное и продолжительное увеличение минерализации воды скважины Г-1 после землетрясения сопровождалось возрастанием дебита воды скважины ГК-1, а также постепенным уменьшением амплитуд суточных вариаций уровня геоакустической эмиссии до экстремально низких значений. Такой характер данных, как показано в [5], свидетельствует об интенсификации на этом этапе процессов выжимания флюида из горных пород вследствие увеличения уровня сжимающих напряжений. Следует подчеркнуть разницу в характерах изменений фонового уровня ЭМИ в разных полосах частот (см. рис. 2г и рис. 2д). Можно предположить, что более сложный характер изменений фонового уровня ЭМИ в полосе с центральной частотой 160 Гц связан, в первую очередь, с тем, что в указанной полосе частот значения коэффициента затухания α согласно (2) примерно вдвое меньше значений для частот порядка 560 Гц. По этой причине результаты измерений уровня ЭМИ в полосе с центральной частотой 160 Гц отражают изменения удельного сопротивления горных пород для более глубоких горизонтов геосреды. Кроме этого, для частот порядка 140 - 160 Гц электрическая длина антенны на базе скважины Г-1 близка к резонансной длине, что приводит к значительному повышению чувствительности системы измерений в этом диапазоне частот. Приведенный пример указывает на эффективность использованного метода непрерывного мониторинга удельного сопротивления горных пород для оценок изменений напряженно-деформированного состояния геосреды, а также на согласованность получаемых при этом результатов с данными по другим видам геофизических измерений.

Литература

- 1. *Красюк Н.П., Дымович Н.Д.* Электродинамика и распространение радиоволн. М.: Высшая школа. 1974. 536 с.
- 2. Пархоменко Э.И. Электрические свойства горных пород. М.: Наука. 1965. 164 с.
- 3. *Пархоменко Э.И., Бондаренко А.Т.* Влияние одностороннего давления на электрическое сопротивление горных пород // Изв. АН. СССР, серия геофиз. – 1960. – №2. – С. 326-332.
- 4. *Ризниченко Ю.В.* Размеры очага корового землетрясения и сейсмический момент // Исследования по физике землетрясений. М.: Наука. 1976. С. 9-26.
- Gavrilov V.A., Panteleev I.A., Ryabinin G.V., Morozova Yu.V. Modulating impact of electromagnetic radiation on geoacoustic emission of rocks // Russian journal of earth sciences. 2013. V. 13. ES1002, doi:10.2205/2013ES000527.

Application of underground electric antennas in the stress-stain state monitoring system of geological environment

Gavrilov V.A., Poltavtseva E.V., Booss Ju.Ju.

Institute of Volcanology and Seismology FEB RAS, Russia

Since 2003 electromagnetic measurements with underground electric antenna together with borehole geoacoustic and other measurements have been carried out in Petropavlovsk-Kamchatskii geodynamical experimental field since 2003. By March 2013, the measurement network consisted of four telemetry points, based upon the boreholes G-1, R-2, E-1, K-33, and the Center for data acquisition and processing, which is located in the building of IVS FEB RAS. The measurements are focused on the tasks of monitoring of the stress-strain state of geoenvironment and prediction of seismic hazard. Currently, underground vertical electric antennas have been used in three different designs. Selection of antenna type is determined by the peculiarities associated with borehole location (such as urban area, forest etc.), electromagnetic radiation level and borehole construction. Within the tasks, electromagnetic measurements are used in several applications, in particular, to estimate the electrical conductivity changes of rocks surrounding the borehole. The principle of such estimations is provided by the application of underground antennas, where the bare from geoenvironment borehole casing pipe is used as the basic element. These results suggest high sensitivity of the developed monitoring method for the rock electrical conductivity changes and the consistency of the obtained results with the data of other measurements.
Адаптация анализатора собственных векторов и компонент сигнала для данных мониторинга почвенного радона на сети станций Петропавловск - Камчатского геодинамического полигона с целью выявления предвестниковых аномалий сильных землетрясений

Исакевич В.В.^{1,2}, Исакевич Д.В.², Грунская Л.В.¹, Фирстов П.П.^{3,4}, Макаров Е.О.³

¹Владимирский государственный университет, Россия ²ООО "БизнесСофтСервис Россия ³Камчатский филиал геофизической службы РАН, Россия

 $^4 \mathrm{И}\mathrm{н}\mathrm{c}\mathrm{r}\mathrm{u}\mathrm{r}\mathrm{y}\mathrm{t}$ космофизических исследований и распространения радиовол
н ДВО РАН,

Россия

ddb@setget.ru, grunsk@vlsu.ru, firstov@emsd.ru

Как показано в ряде работ обзорного и экспериментального характера [1, 2], в теоретическом и экспериментальном плане проблема обнаружения предвестников землетрясений в различных геофизических полях Земли далека от разрешения, поэтому применение новых эффективных методик обнаружения краткосрочных предвестников сильных землетрясений является задачей первостепенной важности.

В основе использованного метода дискриминантных функционалов (коллекторов) для выявления аномалий во временных рядах лежит подход, описанный в [3, 4]. Дискриминантные коллекторы (ДК) используют при своей работе скользящие по осям времен многомерного временного ряда два кадра жестко связанных друг с другом. Для каждого временного положения кадров формируются матрицы наблюдений (для каждого кадра — своя матрица) и строится дискриминантная функция [5, 6], позволяющая наилучшим образом отличать друг от друга временные сечения многомерного временного ряда, записанные в матрицы. Качество их различения характеризуется некоторым критерием, величина которого тем больше, чем лучше происходит различение матриц. Значение ДК для каждого момента времени есть значение критерия дискриминации соответствующих данному моменту времени матриц левого и правого кадра дискриминатора, которое относится к точке отсчета (точке дискриминации). У дискриминантного коллектора различают:

1. **Тип** – определяется критерием, который используется при построении дискриминантной функции, и видом так называемых дополнительных координат (искусственно вводимых временных рядов, которые функционально определяются по исходным временным рядам).

2. Структура – характеризуется взаимным расположением левого и правого кадров, а также положением по отношению к кадрам отсчетной точки (точки дискриминации) - точки, к которой относится значение ДК.

3. Емкость – определяется количеством отсчетов в кадрах.

В данной работе применялись простейшие ДК, которые обладают следующими свойствами: тип – Фишера, без дополнительных координат, и Фишера с дополнительными логарифмическими координатами и без исходных координат; структура с двумя примыкающими друг к другу емкостями и отсчетной точкой, которая совпадает с правой границей правой емкости; емкости – одинаковые и равные NFrame (рис. 1). ДК строились как на многомерных временных рядах, так и на их главных компонентах, получаемых с использованием анализатора собственных векторов и компонент сигнала [13]. Поиски связи между содержанием радона (222Rn) в почвенном воздухе и изменениями напряженно-деформированного состояния геосреды на последней стадии подготовки сильных землетрясений усиленно ведутся в течение последних нескольких десятков лет во всех сейсмоактивных регионах Земли. Перспективность сейсмоэманационного метода с целью мониторинга геодинамических процессов в частности прогноза землетрясений и горных ударов показана во многих работах [7].



Рис. 1. Временные соотношения при анализе многомерных временных рядов при использовании простейших ДК

На Петропавловск-Камчатском геодинамическом полигоне начиная с 1998 г. работает сеть пунктов регистрации объемной концентрации радона (OA Rn) в почвенном воздухе рыхлых отложений[8, 9]. Пункты сети радонового мониторинга расположены в разных структурных элементах побережья Авачинского залива, что дает основание предполагать различный отклик в динамике радона в зависимости от местоположения очага землетрясений (рис. 3). Для обработки Анализатор собственных векторов и компонент сигнала для данных мониторинга почвенного радона на сети станций Петропавловск - Камчатского отклика ОА Rn на изменения напряженно-деформированного состояния литосферы был опробован на рядах данных сети радонового мониторинга за 4 июля -23 августа 2010 г. В этот период в Авачинском заливе С 30 июля по 3 августа в Авачинском заливе 30 июля на глубинах 20-60 км произошла форшок-афтершоковая последовательность землетрясений с Mmax = 6.3, произошедшим на расстоянии 125 км от Петропавловск- Камчатского. Спустя две недели южнее мыса Шипунского произошел рой землетрясений на глубинах 40-60 км с Mmax = 5.7 (рис. 4).

В динамике OA Rn на всех пунктах регистрации четко выделяются две аномалии в период с 14 по 19 июля и с 8 по 13 августа, что может свидетельствовать об изменении скорости конвективного потока подпочвенных газов. В агрегированном сигнале, построенном по методике [1], эти аномалии хорошо выделяются (рис.5).

Для шести временных рядов OA Rn была методика построения дискриминантного коллектора с использованием критерия Фишера без дополнительных координат и величиной емкостей ДК NFrame=300, что (с учетом частоты дискретизации 2 час⁻¹) соответствует 150 часам. Максимум кривой ДК совпадает с аномалией, выделенной на агрегированном сигнале, но значительно четче статистически более оправдано. Он превосходит квантиль с уровнем доверия 0.99. со значением критерия h =27.1. Как показал приведенный пример, методика построений ДК может быть применена к выявлению реперных точек (аномалий) в многомерных временных рядах геофизических параметров при использовании достаточно большого количества ретроспективных примеров.

Вычислительная часть предлагаемой методики программно реализована и может эксплуатироваться в полуавтоматическом режиме на базе существующего комплекса [11] с некоторой модернизацией и адаптацией к временным рядам геофизических параметров. Работа осуществлялась при поддержке гранта РФФИ №11-05-97518; ФЦП 14.В37.21.0668.; Государственного Задания 5.2971.2011; ФЦП43, ГК № 74-ОК/11-7.



Рис. 2. Схема работы ДК. Штрих пунктирной линией показаны жестко связанные элементы ДК, образующие его структуру и перемещающиеся вдоль числовой оси не изменяя взаимного положения элементов структуры



Рис. 3. Схема расположения сети пунктов радонового мониторинга в 2010 г.на Камчатке и карта эпицентров наиболее сильных землетрясений за период 25 июля – 25 августа 1эпицентр землетрясения с М=6.3, 30 июля 2010 г.; 2 – эпицентры наиболее сильных землетрясений роевой последовательности; 3 – пункты наблюдений: 4 – азимут на источник "геодеформационной волны"



Рис. 4. Динамика объемной активности OA Rn в пунктах мониторинга, за период с 4 июля по 23 августа. Треугольниками отмечены фазовая корреляция сигналов. Тонкие линии – исходные данные, толстые линии – осредненные



Рис. 5. Использование ДК для построения предвестника землетрясений по наблюдениям концентрации радона по 6 временным рядам

Литература

- 1. Соболев Г.А. Основы прогноза землетрясений. М. Наука, 1993. 344 с.
- 2. *Соболев Г.А., Пономарев А.В.* Физика землетрясений и предвестники. М.: Наука, 2003. 270 с.
- 3. Исакевич В.В. и др. Выявление нестационарных участков при помощи нелинейной модели процесса // Радиотехника и электроника. 1995, Т. 40. № 2. С.255-260.
- 4. Грунская Л.В., Исакевич Д.В., Исакевич В.В. и др. Каскады дискриминантных функционалов в задачах анализа временных рядов в базисах собственных векторов ковариационных матриц // Нелинейный мир. –2012. – № 4. -С. 215-222.
- 5. Fisher R.A. The Use of Multiple Measurements in Taxonomic Problems // Annals of Eugenics. 1936 T.7. P.179-188.
- 6. *Кендалл М., Стьюарт А.* Многомерный статистический анализ и временные ряды М.: Наука, 1976.-736 с.
- 7. *Рудаков В.П.* Эманационный мониторинг геосред и процессов. М.: Научный мир, 2009. 175 с.
- Фирстов П.П. Мониторинг объемной активности подпочвенного радона (222Rn) на Паратунской геотермальной системе в 1997-1998 гг. с целью поиска предвестников сильных землетрясений Камчатки // Вулканология и сейсмология. – 1999. .– № 6. – С. 22-31.
- 9. Фирстов П.П., Рудаков В.П. Результаты регистрации подпочвенного радона в 1997–2000 гг. на Петропавловск-Камчастком геодинамическом полигоне // Вулканология и сейсмология. 2002. № 6. С. 26–41.
- 10. Любушин А.А. (мл) Агрегированный сигнал систем низкочастотного геофизического мониторинга // Физика Земли. 1998. №1. С. 69 74.
- 11. Исакевич В.В., Исакевич Д.В., Батин А.С. Программное обеспечение для распределенной обработки данных в среде Lotus Notes/Domino. – Свидетельство о государственной регистрации 2012616590. Правообладатель ООО "БизнесСофтСервис".
- 12. Грунская Л.В., Ефимов В.А., Морозов В.Н., Закиров А.А., Рубай Д.В. Исследование электрического и геомагнитного полей инфранизкочастотного диапазона пограничного слоя атмосферы Изд.: ВлГУ, 2012. 200 с.

13. Исакевич В.В., Исакевич Д.В., Грунская Л.В. Анализатор собственных векторов и компонент сигналов. – Патент на полезную модель RU 116242.

The adaptation of the analyzer of eigen vectors and a signal component for the soil radon monitoring data at the net of the stations of Petropavlovsk-Kamchatsky geodynamical ground with the aim to expose herald anomalies of heavy earthquakes

Isakevich V.V.¹, Isakevich D.V.^{1,3}, Grunskaya L. V¹, Firstov P.P.^{2,4}, Makarov E.O.²

¹ Vladimir State University, Russia

² Institute of Cosmophysical Researches and Radio Wave Propagation FEB RAS, Russia
³ Businesssoftservice Ltd, Russia
⁴ GS RAS Kamchatka branch office Petropavlovsk-Kamchatka, Russia

The statement of the problem in the theoretical and experimental way of detection of earthquake heralds in different Earth geophysical fields is far from solution, therefore using new effective methods of detection of short-term heralds of great earth-quakes is a problem of paramount importance. The carried out investigations showed that to solve the problem of forecasting it is advisable to use method of eigen vectors allows to analyze and to use effectively non-dominating energetically uncorrelated components of the analyzed signals. It has been got a patent of this method - an analyzer of eigen vectors and a signal component 116242 RU.

The analysis according to the proposed method of the radon monitoring data received at the set of the stations of Kamchatka branch office of RAS geophysical service on Petropavlovsk geodynamical proving ground before the earthquake with M=6.3 which took place on 30, July of 2010 in Avachinsk bay. Showed the efficiency of the developed analyzer for exposing heralded anomalies. The developed method is being planned to use for processing retrospective data at the first stage, and at the next one in the real time conditions in order to raise the estimation efficiency of seismic danger in Petropavlovsk-Kamchatsky region. The work was being done with support of RFFI grant 11-05-97518, FCP 14B37.21.0668, State Task 5.2971.2011, FCP 43, SC 74-OK/11-7.

Сейсмическая регистрация взрыва в атмосфере суперболида и его геофизические параметры

Коновалова Н.А., Алимов О.А., Калашникова Т.М.

Институт астрофизики Академии наук Республики Таджикистан

nakonovalova@mail.ru

Полет болидов и суперболидов в атмосфере Земли сопровождается образованием ударных волн, которые обеспечивают очень важную информацию (время прибытия, азимут и амплитуду), чтобы изучать физику метеорного явления. Данные о времени прибытия и азимут позволяют определять атмосферные траектории болидов, с другой стороны, по амплитуде волны можно определить динамику абляции и размер метеороида. Инфразвуковые и сейсмические наблюдения – одни из инструментальных методов обнаружения ударной волны болида. Современные цифровые сейсмические сети, созданные для обнаружения сейсмической волны, сгенерированной землетрясениями, могут также зарегистрировать сейсмическую волну, сгенерированную ударной волной болида и достигшей поверхности земли. Более ста лет назад, впервые сейсмографы Сибири и зарубежных сейсмостанций зарегистрировали сейсмическую волну, сгенерированную исключительным по своему масштабу Тунгусским феноменом. Уже тогда природа таких сейсмических волн была разгадана и результаты их обработки и анализа существенно способствовали изучению Тунгусского феномена. В настоящее время использование данных сейсмической регистрации болидов и суперболидов в совокупности с данными световой и инфразвуковой регистрации является установившейся практикой научного исследования, которая позволяет получить ценную информацию о взаимодействии метеорито-образующих метеороидов с атмосферой Земли, атмосферной траектории полета болида и координатах места возможного падения метеорита.

При вторжении крупного, метрового и декаметрового размера метеороида в атмосферу Земли генерируются акустические волны в форме фронта ударной волны цилиндрической формы, которая затем приводит к вспышке болида взрывного характера. Локализация взрыва и фрагментации болида в атмосфере может быть точно определена в четырех измерениях (три пространственных + временное), используя время прибытия сейсмических и акустических волн, записанных сейсмографами и инфразвуковыми станциями на земле. Когда прямое акустическое и сейсмическое прибытие идентифицировано для события болида, положение точки взрыва, геометрия траектории и информация о скорости могут быть определены и использованы для вычисления координат места падения метеорита. Сейсмические и акустические записи могут также дать достаточно информации для определения орбиты болидов в Солнечной системе, для чего разработаны два метода, использующих время прибытия ударных волн, зафиксированное сейсмическими станциями [1].

Первый - аналитический метод анализа, основан на предположении, что траектория болида прямая, а скорость болида и скорость звука постоянные. Неизвестными параметрами являются азимут A и угол Z наклона траектории болида, координаты пересечения траектории с земной поверхностью и время пересечения t₀. Решение находится итеративным путем, используя метод наименьших квадратов. Этот метод был применен к болидам, зарегистрированным в США (Арканзас), Япония (Miyako и Kanto) и Чешская Республика (Moravka).

Второй - графический метод анализа, основан на чертеже контуров времени прибытия волн. Умозрительно, контуры должны быть эллиптическими для ударных волн болидов.

Если расположение сейсмических станций подходящее, азимут траектории болида определяется по оси симметрии контуров, тогда как угол склонения оценивается по размеру контура. Применение методов к трем выше перечисленным болидам показало, что различие параметров, определенных обоими методами, находится в пределах нескольких градусов.

23 июля 2008 г., через несколько минут после захода Солнца в Таджикистане наблюдался суперболид и его ярчайшая вспышка, которая по своей энергетике на порядок слабее Уральского суперболида, наблюдавшегося 15 февраля 2013 г. Для наблюдавшегося над Таджикистаном суперболида была получена комплексная регистрация светового и сейсмического возмущения, сгенерированного его полетом и взрывом в атмосфере Земли. Сейсмический сигнал был записан измерительными сейсмометрами одной аналоговой и четырьмя цифровыми широкополосными сейсмическими станциями Геофизической службы АН Республики Таджикистан [2.3]. Оптическими датчиками спутника NASA была зарегистрирована энергия, выделившаяся во вспышке болида, около 2•10¹¹ Дж, что эквивалентно 0.05 килотоннам THT [4].

За последние 20 лет регистрации болидов и суперболидов различными системами наблюдения только в 15 случаях из около 30 зарегистрированных были получены, помимо оптических, также и сейсмические данные, которые были использованы для более детального и полного анализа с целью определения атмосферной траектории болида. Проведенный статистический анализ имеющихся в литературных источниках инфразвуковых и сейсмических данных о болидах свидетельствует, что уже при реализованной энергии, эквивалентной ≥0.02÷0.03 килотоннам ТНТ, при взрыве болида ударная волна формирует акустические и сейсмические волны. В табл. 1. для болидов, зарегистрированных сейсмическими и инфразвуковыми станциями, приведены сведения об энергии, выделившейся во взрыве болида, энергетическом классе и магнитуде сейсмического сигнала.

Болид	Год	Тип	Энергия (J)	Энергия (kT)	Класс	Магнитуда
Tagish Lake	2000	CM2	1.1×10^{12}	0.26	9.0	2.8
Neuschwanstein	2000	EL6	0.9×10^{11}	0.021	8.3	2.4
Park Forest	2003	L5	2.1×10^{12}	0.5	9.2	2.9
Carancas	2007	H4-5	1.3×10^{11}	0.03	8.4	2.5
Buzzard	2008	H4	1.3×10^{12}	0.32	9.1	2.8
Sent-Robert	1994	H5	1.3×10^{11}	0.03	8.4	2.5
Almahata Sitta	2008	Ureilite	6.7×10^{12}	1.6	9.6	3.1
July 23, 2008	2008	-	2.1×10^{11}	0.05	8.5	2.5

Таблица 1. Магнитуда и энергия сейсмического сигнала, сгенерированного взрывами метеорито-образующих болидов

Во время события болида 23 июля 2008 г. в Таджикистане функционировали 5 цифровых сейсмостанций – "Чуянгарон", "Гезан", "Игрон", "Гарм" и "Шаартуз". На записях четырех сейсмостанций "Гарм", "Гезан", "Игрон" и "Чуянгарон" была обнаружена регистрация сейсмосигналов, соответствующих моменту пролета суперболида и не относящихся к регистрации какого-либо землетрясения. В табл. 2 приведены сведения о сейсмостанциях, зарегистрировавших сигнал от суперболида 23 июля 2008 г. (Таджикистан). В результате проведенной обработки сейсмических данных были идентифицированы несколько типов волн, наиболее видимых на тех станциях, которые расположены ближе к траектории болида и на которых время прибытия сигнала хорошо разделено. Для каждой станции определено время прибытия различных типов волн, сгенерированных взрывом болида, и расстояние до проекции на земную поверхность точки на траектории болида, где произошел взрыв [5]. Полученные данные приведены в табл. 3.

Таблица 2. Сведения о сейсмостанциях, зарегистрировавших сигнал от суперболида 23 июля 2008 г (Таджикистан)

Название станции	Широта (?N)	Долгота ([?] Е)	Высота н.у. моря (м)
Гарм	39.00	70.3160	1 305
Гезан	39.2833	67.7155	1 485
Игрон	38.2203	69.3266	1 284
Чуянгарон	38.6569	69.1582	1 049

Таблица 3. Время прибытия сигнала на разных станциях и их расстояние до точки регистрации

Название станции	Расстояние до	Время прихода	Время прихода	
	точки фотореги-	волн сейсмическо-	волн акустическо-	
	страции,	го сигнала,	го сигнала,	
	(км)	Ч. М. С.	Ч. М. С.	
Чуянгарон	105	14:44:12.1039	14:48:14.8369	
Игрон	126	14:45:26.0877	14:48:53.5208	
Гезан	90	14:44:31.5979	14:48:58.8562	
Гарм	213	14:46:37.2796	14:50:01.1137	

На всех станциях первое прибытие – это поверхностные р-волны. Самый сильный сигнал связан с прибытием позже прямых воздушных волн. Эти волны первыми прибывают от ближайшей к станции точки на траектории болида. На сейсмограммах начало прямых воздушных волн всегда очень резкое и они отчетливо различимы в фильтрованном сигнале. Зарегистрированные сейсмические сигналы на всех четырех станциях относятся к категории слабых. Для надежного выделения сейсмосигнала от болида из фона шумов применялась частотная фильтрация. На рис. 1 приведена сейсмограмма сигнала от болида, зарегистрированного на сейсмостанции "Чуянгарон", на которой видно, что даже без фильтрации четко прослеживаются сейсмический и акустический сигналы с интервалом времени 3-4 минуты. Эти сигналы также хорошо просматриваются на записях станции "Гарм", менее видны на станциях "Гезан" и "Игрон".



Рис. 1. Запись сейсмического сигнала без фильтра от болида 23 июля 2008 г., зарегистрированного на сейсмостанции "Чуянгарон"

Согласно амплитуде зарегистрированного сейсмосигнала, можно определить, что выделившаяся сейсмическая энергия, сгенерированная взрывом болида, соответствует энергии землетрясения с энергетическим классом 8.5, что (без применения фильтра) соответствует магнитуде M = 2.5. Согласно проведенного анализа статистических данных о суперболидах и болидах, представленных в табл. 1, можно заключить, что суперболид 23 июля 2008 г. относится к средней категории суперболидов по сейсмическому энергетическому классу.

Литература

- Brown P.G., Kalenda P. et al. // Meteoritics and Planetary Science. 2003. №7. P. 989-1003.
- 2. Негматуллаев С.Х., Девонашоев А. Ю., Мирбаева З.Д. // Сб. статей науч.-практ. конференции агентства "Точиккоинот". Душанбе, 2006. С. 11-25.
- Волновые записи цифровых широкополосных сейсмических станций Геофизической службы АН РТ // Фонды ГС АН РТ.
- 4. Brown P.G. http://meteor.uwo.ca/research/fireball/usaf/sandia28001.pdf
- 5. Коновалова Н.А., Рислинг Л.И., Улубиева Т.Р. // ДАН РТ. 2011. Т. 54. №8. С. 638-642.

Seismic detection of superbolide explosion in the atmosphere

Konovalova N.A., Alimov O.A., Kalashnikova T.M.

Institute of Astrophysics Academy of Sciences of the Republic of Tajikistan

On July 23, 2008 at 14:45 UT, many eyewitnesses observed in the sky of Tajikistan a rear phenomenon, a bright bolide and its dust train, colored by the beams of the setting sun. Flash brightness from the explosion had the magnitude of -20.7. According to the pictures from the superbolide dust train at the explosion height, trail drift velocity in the atmosphere was obtained; it was 17.6 m/s in the southern direction. On the basis of geographical coordinates of flash projection on the Earth surface, obtained by an optical system of NASA satellite, the superbolide explosion height was determined, it was about 35 km. At Gissar analogous seismostation and at 4 digital seismo-stations of the Geophysical Service of Academy of Sciences of Tajikistan Republic, located at the distances from 45 to 210 km from the event epicenter, a seismic signal with the magnitude of about 2.5, generated by a superbolide explosion in the atmosphere, was registered. Superbolide explosions in the atmosphere with the energies exceeding 0.03 kiloton of trinitrotoluol equivalent have already been registered at current digital station. The distances, when such registration is possible, is of several thousand of kilometers, as it was shown by the event on February 15, 2013, associated with the great Ural meteorite. Stations of Tajikistan seismic network received the signal with the magnitude of more than 3 from the explosion in the atmosphere of the Ural meteorite 12 minutes after it.

Среднесрочный прогноз сейсмического события 28 февраля 2013 г., М=6.9, Камчатка, по данным уровнемерных наблюдений в скважине Е-1: пример параметризации предвестника

Копылова Г.Н., Сизова Е.Г.

Камчатский филиал Геофизической службы РАН, Россия

e-mail: gala@emsd.ru sizel@emsd.ru

Научное направление, называемое "прогноз землетрясений", развивается уже несколько десятилетий в науках о Земле. Наиболее острые дискуссии и противоположные мнения имеются по вопросу возможности прогнозирования времени сильных землетрясений, позволяющему осуществлять превентивные мероприятия. Одной из причин такого положения являются необоснованные оценки необходимого времени проведения специализированных наблюдений (годы – первые десятилетия) для обеспечения прогноза времени землетрясений.

Рассмотрим состояние дел с сейсмическим прогнозом на примере Камчатки. Продолжительность развития очагов сильнейших (М≥7.75) землетрясений в пределах Курило-Камчатской сейсмоактивной зоны составляет 100-200 лет в соответствии с оценками С.А Федотова длительности сейсмического цикла. При этом происходит одновременное развитие нескольких таких очагов. Очевидно, что оценка перспектив использования комплекса предвестников для прогнозирования времени сильнейших землетрясений возможна лишь на основании опыта специализированных наблюдении за предвестниками в течение нескольких сейсмических циклов. Данные о предвестниках перед более слабыми событиями с величинами магнитуд 5-7, имеющими большую повторяемость, несомненно, полезны для решения широкого круга научно-исследовательских и прикладных задач по выработке методик достоверного детектирования, систематизации и практического использования предвестников. Вместе с тем, наличие данных о предвестниках относительно слабых (фоновых) сейсмических событий не решает проблему прогнозирования времени сильнейших землетрясений, которые могут сопровождаться катастрофическим последствиями для геологической среды и инфраструктуры населенных пунктов. Поэтому научно обоснованный прогноз времени возникновения сильнейших землетрясений, по-видимому, является недостижимой задачей в обозримом будущем и для его осуществления необходимы целенаправленные усилия нескольких поколений исследователей в рамках национальных и межгосударственных научных программ.

Компромиссным подходом к научному решению задачи прогнозирования сильных землетрясений является разработка методов, позволяющих на основе достоверно установленных предвестников оценивать время возникновения землетрясения с упреждением в первые годы – месяцы - недели с некоторой вероятностью и с эффективностью, превышающей случайное угадывание [1]. Создание таких "вероятностных методов прогнозирования землетрясений" может основываться на ограниченных по продолжительности наблюдениях за предвестниками, а также на их параметрическом описании и систематизации в сопоставлении с произошедшими сейсмическими событиями. Параметризация предвестников включает определение их параметров (продолжительности, заблаговременности и пр.), определение области и параметров землетрясений, перед которыми проявлялись данные виды предвестников; оценку параметров информативности использования отдельных предвестников и их совокупности для прогноза землетрясений. 28 февраля 2013 г. на южном участке Камчатской сейсмоактивной зоны произошло землетрясение с M_w =6.9, которому предшествовало проявление гидрогеодинамического предвестника в изменениях уровня воды в скважине E-1 (рис. 1, 2). Характеристика скважины и локальных гидрогеологических условий приводится в [2] и по адресу http://emsd.ru/lgi/places/e1.



Рис. 1. Схема расположения скважины E-1, эпицентров землетрясения 28 февраля 2013 г. и его сильнейших афтершоков. Стрелкой показано направление движения Тихоокеанской океанической плиты

Гидрогеодинамический предвестник в форме понижения уровня воды с повышенной скоростью [2-5] проявлялся с 16 января по 27 февраля 2013 г. и был выявлен в режиме реального времени.

1 февраля было составлено прогнозное заключение, которое было подано в Камчатский филиал Российского экспертного совета по прогнозу землетрясений (КФ РЭС).

Изменения уровня воды в скв. Е-1 в январе – марте 2013 г.: понижение с повышенной скоростью в течение 44 сут перед землетрясением и его повышение с амплитудой около 2 см после землетрясения (график 3 на рис. 2), является типичным для периодов сильных (M≥6.6) местных землетрясений на расстояниях до 350 км (до 90% случаев). Понижение уровня с повышенной скоростью также может проявляться перед землетрясениями с M≥5.0 (45-70% случаев) [2-5].

В прогнозном заключении, поданном 1 февраля в КФ РЭС, указывалось, что "в течение времени 1-2 месяца повышена вероятность возникновения землетрясения с $M \ge 5.0$ на расстоянии до 350 км от скважины". В заключении были приведены оценки надежности прогноза для землетрясений с различными величинами магнитуды, основывающиеся на результатах ретроспективного анализа проявлений гидрогеодинамического предвестника за период многолетних наблюдений [2-4]: "вероятность события с $M \ge 5.0$ P=0.45, прогнозная эффективность предвестника I=1.4; вероятность события с $M \ge 5.9$ P=0.73, прогнозная эффективность предвестника I=2.2".

Произошедшее 28 февраля землетрясение с M=6.9 на расстоянии 290 км от скважины соответствовало прогнозу от 1 февраля по величине магнитуды, по времени и по место-

положению. Поэтому мы считаем прогноз, поданный 1 февраля в КФ РЭС, успешным. Поданный прогноз также является вероятностным, т. к. сопровождался оценками вероятности его реализации в отношении событий с различными величинами магнитуды. Это стало возможным благодаря тому, что была выполнена систематизация данных о проявлении гидрогеодинамического предвестника для периода многолетних (1987 г. - настоящее время) наблюдений на скв. Е-1 и тем самым было обеспечено его параметрическое описание.



Рис. 2. Изменения уровня воды в скважине Е-1 с 1 октября 2012 г. по 18 марта 2013 г., включающие проявление гидрогеодинамического предвестника перед землетрясением 28 февраля 2013 г.: 1 и 2 – данные 5-минутной регистрации атмосферного давления и уровня воды, 3 – изменения уровня воды с компенсированными баровариациями, 4 – суточная скорость изменения уровня воды. На графике 4 стрелками показаны: 1 – 16 января 2013 г., начало проявления гидрогеодинамического предвестника; 2 – 1 февраля 2013 г., дата подачи прогнозного заключения в КФ РЭС; 3 – 28 февраля 2013 г., дата землетрясения. Горизонтальная пунктирная линия – пороговое значение суточной скорости изменений уровня воды

Ниже приводятся количественные оценки параметризации предвестника по результатам ретроспективного анализа данных уровнемерных наблюдений в 1996-2012 гг. Минимальная магнитуда землетрясений, перед которыми предвестник может проявляться составляет $M_{min} \approx 5.0$; радиус чувствительности скважины к процессам подготовки землетрясений с $M \ge M_{MUH}$ составляет до 360 км. В 81% случаев проявления "тревожного признака" в изменениях уровня воды в течение его развития или через интервал времени порядка одного месяца после его окончания происходили землетрясения с $M \ge 5.0$ на расстоянии до 360 км; в 19% случаев ожидаемое землетрясение не происходило, т.е. имела место ситуация типа "ложная тревога". За рассматриваемое время предвестник проявлялся перед 26-мя сейсмическими событиями с M = 5.0–6.9, R = 119–363 км. Параметры предвестника: продолжительность Tn=8-70 сут, заблаговременность Ta=10 - 127 сут; время от окончания предвестника до момента землетрясения dT = 82 - .56 сут.

Параметры информативности предвестника для прогноза землетрясений включают оценки вероятности связи предвестника и землетрясений Р и ретроспективной эффективности предвестника для прогноза I. Сейсмопрогностическая эффективность предвестника I должна показывать, во сколько раз использование предвестника улучшает прогнозирование землетрясений, по сравнению со случайным угадыванием [1]. Если исходные данные наблюдений представлены одномерным временным рядом, то оценка I может быть получена путем расчета двух величин: P = m/n, где m – число землетрясений, перед которыми предвестник проявлялся, n – общее число таких землетрясений; и τ/t , где τ – общее время тревоги, включающее суммарное время проявления предвестника и время ожидания землетрясения, t – общее время наблюдений. В этом случае, величина P характеризует вероятность связи предвестника и землетрясений (или вероятность возникновения землетрясения при появлении предвестника), а отношение τ/t дает оценку вероятности случайного совпадения предвестника и произошедших землетрясений по экспериментальным данным.

Величина I = $P/(\tau/t)$ показывает различие между соответствующими оценками вероятностей и может служить мерой полезности предвестника при прогнозировании землетрясений. Необходимыми условиями применения такого подхода для оценки сейсмопрогностической эффективности предвестника являются наличие формализованной процедуры его выделения из фоновых вариаций временного ряда данных наблюдений и четкое определение диапазона магнитуд и области возникновения прогнозируемых землетрясений.

Если рассматривать сейсмические события с $M \ge 5.0$ за весь период наблюдений то предвестник проявлялся перед 26 событиями из 58; вероятность связи предвестника и таких землетрясений P = 26/58 = 0.45, $\tau/t = 1$ 316 сут/4 042 сут = 0.33, эффективность I = 1.4. Для событий с $M \ge 5.5$ (их было 23) предвестник проявлялся перед 14-ю, отсюда вероятность возникновения события с $M \ge 5.5$ при появлении предвестника P = 0.61, эффективность I = 1.9. Для событий с $M \ge 5.9$ (таких событий было 11), предвестник проявлялся перед восемью; вероятность возникновения таких сейсмических событий P = 0.73, прогнозная эффективность I = 2.2.

Наблюдаемое увеличение величин Р и I с увеличением магнитуды прогнозируемых землетрясений указывает на то, что перед более сильными событиями предвестник в изменениях уровня воды в скв. Е-1 проявляется с большей регулярностью.

Основными проблемами использования рассматриваемого предвестника для прогнозирования землетрясений в реальном времени являются два вида влияний на гидрогеодинамический режим скважины Е-1:

- технические воздействия при проведении экспериментов, связанных с внедрением в ствол скважины (такие внедрения и эксперименты в дальнейшем желательно прекратить, либо свести к минимуму для уменьшения времени нарушенного гидродинамического режима);

- влияние современных геодинамических процессов в недрах Авачинской вулканотектонической депрессии, сопровождающихся активизацией современной вулканической деятельности и локальной сейсмичности [5]. Этот вид воздействия необходимо изучать с перспективой использования соответствующих откликов уровня воды в скв. Е-1 для прогноза извержений вулканов Корякский и Авачинский.

Важной проблемой также является отсутствие четких критериев определения величины магнитуды и более точного указания времени возникновения последующего землетрясения при обнаружении понижения уровня воды с повышенной скоростью. При обнаружении такого эффекта можно ожидать землетрясение (или последовательность землетрясений) с М ≥ 5.0 на расстоянии до 350 км от скважины в течение недели – первых месяцев. При этом ретроспективная оценка вероятности оправдания такого прогноза составляет не более 70%.

Литература

- 1. *Гусев А.А.* Прогноз землетрясений по статистике сейсмичности // Сейсмичность и сейсмический прогноз, свойства верхней мантии и их связь с вулканизмом на Камчатке. Новосибирск: Наука, 1974. С. 109-119.
- 2. Копылова Г.Н. Изменения уровня воды в скважине Елизовская-1, Камчатка, вызванные сильными землетрясениями (по данным наблюдений в 1987-1998 гг.) // Вулканология и сейсмология. – 2001. – №2. – С.39-52.
- Копылова Г.Н. Оценка сейсмопрогностической информативности данных уровнемерных наблюдений на скважине Е1, Камчатка (по данным наблюдений 1996-2007 гг.) // Геофизический мониторинг и проблемы сейсмической безопасности Дальнего Востока. Т. 2. – Петропавловск-Камчатский: ГС РАН, 2008. – С. 24-28.
- Копылова Г.Н., Сизова Е.Г. О предвестнике землетрясений, проявляющемся в изменениях уровня воды в скважине Е-1, Камчатка // Вулканизм и связанные с ним процессы. – Петропавловск-Камчатский: ИВиС ДВО РАН, 2012. – С. 116-122.
- Копылова Г.Н., Болдина С.В. О связи изменений уровня воды в скважине Е-1, Восточная Камчатка, с активизацией вулкана Корякский в 2008-2009 гг. и сильными (M≥5) землетрясениями // Вулканология и сейсмология. – 2012. – №5. – С. 41-54.

Medium-term forecast of the seismic event on February 28, 2013 , M = 6.9, Kamchatka, on the data of water level observations in E-1 well : an example of precursor parametrization

Kopylova G.N., Sizova E.G.

Kamchatkan Branch of Geophysical Service RAS, Russia

The report considers water level variations in E-1 well as a precursor for Kamchatka earthquakes, this variation regularly appears before Kamchatka earthquakes with $M_{\dot{\ell}}=5.0$ at the distances (R) up to 350 km. On the basis of this precursor, forecast for the earthquake on February 28, 2013, M=6.9, R=280 km was made 27 days before the event. The forecast was registered in Kamchatka Branch of the Russian Expert Council on Earthquake Prediction, Assessment of Seismic Hazard and Risk (KB REC). The forecast was accompanied by probabilistic estimations of its reliability concerning occurrence of earthquakes with $M_{\dot{\ell}}=5.0$ and $M_{\dot{\ell}}=5.9$.

The problems of parametrization of this precursor are discussed on the basis of a retrospective data analysis of long-term (1996-2012) observation data. The parametrization of the precursor included: 1 - determination of precursor parameters (duration and advance time); 2 - determination of predictable earthquake area and parameters; 3 - estimation of precursor informativity parameters for the earthquake forecast (probability of connection of a precursor and earthquakes (P) and its prognostic efficiency (I)).

Об эффективности метода поиска ионосферных предвестников землетрясений по параметрам спорадического слоя Е и регулярного слоя F2

Корсунова Л.П., Хегай В.В.

Институт земного магнетизма, ионосферы и распространения радиоволн им. Н.В. Пушкова РАН, Россия

lpkors@rambler.ru

Введение

Вопрос о предвестниках землетрясений приобретает всё большую актуальность в связи с повышением сейсмической активности в различных регионах Земли. К настоящему времени выделено большое количество предвестников землетрясений, представляющих собой значимые отклонения в параметрах различных геофизических полей в литосфере, нижней атмосфере и ионосфере Земли [1-7]. Кроме того, в последние годы с помощью спутников интенсивно исследуются аномалии полного электронного содержания (TEC) в различных сейсмоактивных зонах [8, 9].

Изучаются закономерности появления предвестников для землетрясений с различными энергетическими характеристиками. Показано, что время появления предвестника в каком-либо пункте определяется магнитудой готовящегося землетрясения и удалённостью этого пункта от эпицентра [2, 7, 10]. Предвестники в ионосфере можно идентифицировать лишь с некоторой вероятностью из-за сильной изменчивости этой области геосферы, т. к. существенная часть ионосферных аномалий, даже в спокойных геомагнитных условиях, не сопровождается землетрясениями [11]. Для оценки реальности и значимости обнаруживаемых в ионосфере предполагаемых предвестников землетрясений в [12] была предложена оценка эффективности применяемой методики выделения ионосферного предвестника по изменениям критической частоты слоя F2 (foF2). Оказалось, что она достаточно эффективна для сильных землетрясений с магнитудой M > 5.5, но малоэффективна для более слабых землетрясений, т. к. изменения в foF2 в этих случаях редко превышают величину случайных выбросов.

Нами была предложена другая методика поиска возможных ионосферных предвестников землетрясений с учётом нескольких определяющих параметров спорадического слоя Е (h'Es, fEs) и дополнительного параметра foF2 [6, 7]. С помощью этой методики удалось выявить ионосферные предвестники более слабых землетрясений на значительном удалении от эпицентра. Однако, не было сделано оценки эффективности этой методики. Этот вопрос рассмотрен в настоящей работе, в которой используются данные по землетрясениям NEIC USA (<u>http://www.earthquake.usgs.gov</u>) и измерениям вертикального зондирования ионосферы в Петропавловске-Камчатском, взятые из ресурса NGDC USA (<u>http://www.ngdc.noaa.gov</u>)

Методика исследования

Предложенная нами методика выделения возможных ионосферных предвестников землетрясений основывается на соответствии аномальных изменений ряда ионосферных параметров определённому набору морфологических признаков в поведении ионосферы, обнаруженных в результате многолетних исследований в период подготовки землетрясений разной магнитуды в различных сейсмоактивных зонах. Согласно этой методике для ионосферных предвестников землетрясений характерны: - появление аномально высокого спорадического слоя E (Es), превышающего фоновые значения действующих высот (h'Es) в спокойных геофизических условиях для конкретного времени суток не менее чем на 10 км в течение 1÷3 ч;

- увеличение частот Es не менее чем на 20 %, сопровождающееся повышением foF2 такой же продолжительности в пределах суточного интервала времени ± 12 ч относительно момента появления аномально высокого Es.

Следует заметить, что область применения предложенной методики естественным образом ограничена широтами, в которых достаточно часто наблюдается среднеширотный спорадический слой Е, подчиняющийся уже хорошо известным суточным и сезонным закономерностям [13]. Для Петропавловска-Камчатского (географические координаты ионозонда $\varphi = 53.02$ ° N; $\lambda = 158.65$ ° E) это, в основном, летние месяцы. Поэтому нами были обработаны ионосферные данные за август 1998 г., июнь-август 1999 г., июль 2000 г., май-июнь и август-сентябрь 2001 г., апрель-май 2002 г. Для нахождения предполагаемых ионосферных предвестников землетрясений выполнялись следующие процедуры:

- вычислялись отклонения текущих значений действующих высот Es (Δ hEs), предельных частот отражения от Es (Δ fEs) и критических частот слоя F2 (Δ foF2) от средних значений этих параметров по геомагнитно-спокойным дням (Ap $\leq 10-15$ нTл);

- определялись дни, когда отклонения во всех трёх параметрах отвечали критериям выбора ионосферного предвестника, т. е. $\Delta hEs \geq 10$ км, $\Delta fbEs/(fbEs)_{CD.} \geq 20\%$ и $\Delta foF2/(foF2)_{CD.} \geq 10\%$ в течение времени $\tau = 1 \div 3$ ч.

В 38 случаях для отобранных месяцев были обнаружены аномалии в слоях Es и F2, отвечающие критериям выбора ионосферного предвестника землетрясения. В 29 случаях за этими аномалиями с различным временем запаздывания (ΔT) последовали землетрясения с магнитудами M = 4.6÷6.0, произошедшие на эпицентральных расстояниях (R) 100÷400 км от пункта наблюдения. За рассмотренный период наблюдений (323 дня) произошло 34 землетрясения с указанными магнитудами, при этом в 9 случаях в спокойных геомагнитных условиях наблюдались аномалии в Es, за которыми не последовали землетрясения в указанном диапазоне магнитуд, поэтому эти случаи отнесены к "ложным тревогам".

Результаты анализа

Для всех выделенных ионосферных аномалий прослеживается тенденция изменения времени упреждения предвестником момента землетрясения в зависимости от магнитуды землетрясения и эпицентрального расстояния до точки наблюдения. Чем больше величина M, тем раньше появляется предвестник для одинаковых R, т. е. время упреждения предвестником момента землетрясения ΔT больше. С увеличением R для одинаковых M заблаговременность появления предвестника уменьшается. Такое поведение характерно для среднесрочных и долгосрочных предвестников землетрясений и свидетельствует о распространении возмущения от эпицентра к границам зоны подготовки землетрясения [5].

Для 16 землетрясений с магнитудами M = 5.0÷6.0 на Рис. 1 представлены изменения времени упреждения моментов землетрясений (ΔT) выделенными предполагаемыми ионосферными предвестниками (темные кружки) в зависимости от магнитуды последовавших землетрясений с учетом эпицентрального расстояния. Линейная регрессия,

 $lg(\Delta T \times R) = 0.83M - 1.11, (1)$

полученная методом наименьших квадратов, показана сплошной линией на Рис. 1 с соответствующими стандартными отклонениями (штриховые линии)

Стандартная ошибка регрессии составляет $S_{lg(\Delta T \times R)} = 0.08$. Коэффициенты корреляции для 5%-го уровня значимости по критерию Стьюдента для отобранных 16 случаев составляют: $\rho = 0.96$ с доверительным интервалом (0.92; 0.99). Оба коэффициента регрес-



Рис. 1. Эмпирическая зависимость времен упреждения моментов землетрясений (ΔT) от магнитуд (M) и эпицентральных расстояний (R) до пункта наблюдения для аномалий в Es. Cooтветствующие стандартные отклонения линии регрессии показаны штриховыми линиями

сии являются статистически значимыми, при этом стандартное отклонение коэффициента, определяющего наклон прямой регрессии составляет 0.07, а стандартное отклонение свободного члена равно 0.35. Проведенный анализ показывает, что несмотря на ограниченное число отобранных случаев вычисленные коэффициенты корреляции свидетельствуют о достаточно высокой степени достоверности полученных зависимостей между временем упреждения предвестником момента землетрясения и магнитудой землетрясения для конкретных эпицентральных расстояний.

Аналогичная зависимость ранее была получена в работе [3] по измерениям различных физических параметров в земной коре, проведённых в этом же сейсмоактивном регионе, но в другие годы (геодезические измерения, электротеллурическое поле, уровень подземных вод, наклоны земной поверхности, деформации, скорости сейсмических волн)

 $lg(\Delta T \times R)_{C и Д ор и H} = 0.82 M$ - 1.26. (2)

Числовые коэффициенты в формуле (2), попадают в диапазон разброса коэффициентов формулы (1) с учетом их стандартных отклонений. Это свидетельствует об увеличении степени надежности идентификации ионосферных предвестников землетрясений по приведенной выше методике.

Критерии эффективности применяемой методики выделения ионосферного предвестника землетрясений

Принципиальное отличие используемой нами методики [7] заключается в том, что в ней рассматривается несколько параметров, характеризующих состояние нижней и верхней ионосферы. Это повышает надёжность идентификации ионосферных аномалий, предшествующих землетрясениям, именно как предвестников землетрясений, но не исключает

ошибок, связанных с появлением ложных предвестников ("ложных тревог"), за которыми не следуют землетрясения. Такие случаи были обнаружены ранее при проведении подобных исследований в Италии [11], и в Камчатском регионе (см. выше, параграф 2). Возникает необходимость оценить эффективность применяемой методики выделения ионосферного предвестника землетрясений.

В работе [12] предложено несколько способов определения эффективности того или иного метода выделения предвестника землетрясения из экспериментальных данных в эпигнозе. При этом составляется соответствующая таблица сопряженности признаков (contingency table) для выбранного интервала наблюдений, и дни распределяются в матрице 2×2 согласно своим характеристикам, а затем используется та или иная оценка качества выделения предволагаемых предвестников землетрясения, если бы на основании их появления был бы сделан прогноз.

Одна из таких оценок, это так называемая оценка Хансена-Койпера (Hanssen-Kuipers Score, True Skill Statistic, Pierce Skill Score, Rscore) [12], которая в нашем рассмотрении представляет собой разность между вероятностью обнаружения истинного предвестника землетрясения и вероятностью обнаружения "ложного" предвестника. Ее величина может принимать значения в диапазоне от -1 до 1, при этом последнее означает стопроцентную вероятность обнаружения истинного предвестника при отсутствии "ложных" тревог. Эта оценка дается выражением

Rscore = [a/(a+c)] - [b/(b+d)], (3)

в котором а - число дней с тревогами, за которыми последовали землетрясения (корректный прогноз, "попадание в цель", землетрясение происходит), с - число дней с землетрясениями в отсутствие тревог ("пропуск цели"), b - число дней с тревогами, за которыми не последовали землетрясения ("ложные тревоги"), d - число дней без тревог и землетрясений (корректный прогноз, верно указано что "цель" (землетрясение) не появится). В проведённом нами исследовании было рассмотрено 323 дня ионосферных наблюдений, в которые произошло 34 землетрясения с $M = 4.6 \div 6.0$. Для исследуемых временных интервалов оказалось, что: a =29, b =9, c = 5, d = 280. Тогда из (3) следует, что Rscore = 0.82. Это показывает, что используемая нами методика выделения ионосферного предвестника землетрясения по одновременным измерениям нескольких параметров ионосферных слоёв Еs и F2 достаточно эффективна.

Выводы

Проведённое исследование ионосферных эффектов, предшествующих землетрясениям с M= 5.0÷6.0, выявленных по параметрам Es и F2-слоёв, измеренных ионозондом вертикального зондирования на Камчатке с интервалом в 1 час, позволяет сделать следующие выводы.

1. Логарифмическая зависимость, связывающая магнитуду землетрясения, время упреждения предвестником момента землетрясения и расстояние от пункта наблюдения до эпицентра, полученная по ионосферным данным, соответствует аналогичной зависимости для предвестников землетрясений, полученной по данным измерений различных наземных геофизических параметров в этой же сейсмоактивной зоне.

2. Методика выделения ионосферного предвестника землетрясения, основанная на анализе отклонений действующей высоты спорадического слоя Е, предельной частоты отражений от Es и критической частоты регулярного слоя F2, характеризуется достаточно высокой эффективностью.

Литература

- 1. Зубков С.И., Мигунов Н.И. О времени возникновения электромагнитных предвестников землетрясений // Геомагнетизм и аэрономия. 1975.Т. 15. № 6. С. 1070-1074.
- 2. *Сидорин А.Я.* Зависимость времени появления предвестников землетрясений от эпицентрального расстояния // Докл. АН СССР. 1979. Т. 245. № 4. С. 825-828.
- 3. Сидорин А.Я. Предвестники землетрясений. М.: Наука. 1992. 192 с.
- 4. *Липеровский В.А., Похотелов О.А., Шалимов С.Л.* Ионосферные предвестники землетрясений. М.: Наука. 1992. 304 с.
- 5. Гуфельд И.Л., Гусев Г.А. Современное состояние работ по прогнозу землетрясений (Есть ли выход из тупика?) / Краткосрочный прогноз катастрофических землетрясений с помощью радиофизических наземно-космических методов. Ред. Страхов В. Н., Липеровский В. А. М.: ОИФЗ РАН. 1998. С. 7-25.
- 6. Korsunova L.P., Khegai V.V. Medium-term ionospheric precursors to strong earthquakes // Int. J. Geomagn. Aeron. 2006. V. 6. GI3005. doi:10.1029/2005GI000122.
- 7. Корсунова Л.П., Хегай В.В. Анализ сейсмоионосферных возмущений на цепочке Японских станций вертикального зондирования ионосферы // Геомагнетизм и аэрономия. Т. 48. № 3. 2008. С. 407–415.
- Sarkar S., Gwal A.K., Parrot M. Ionospheric variations observed by the DEMETER satellite in the mid-latitude region during strong earthquakes // J. Atmos. Sol.-Terr. Phys. – 2007. – V. 69. – N 13. – P. 1524-1540.
- 9. Saroso S., Liu J.Y., Hattori K., Chen C.H. Ionospheric GPS TEC anomalies and M \geq 5.9 earthquakes in Indonesia during 1993 2002 // Terr. Atmos. Ocean. Sci. 2008. V. 19. N 5. P. 481-488, doi: 10.3319/TAO.2008.19.5.481(T).
- 10. *Зубков С.И.* Времена возникновения предвестников землетрясений // Изв. АН СССР. Физика Земли. – 1987. – №5. – С. 87-91.
- 11. Perrone L., Korsunova L.P., Mikhailov A.V. Ionospheric precursors for crustal earthquakes in Italy // Ann. Geophysicae. 2010. V. 28. №4. P. 941–950.
- 12. Chen Y.I., Liu J.-Y., Tsai Y.B., Chen C.S. Statistical tests for pre-earthquake ionospheric anomaly // Terr. Atmos. Ocean. Sci. 2004. V. 15. №. 3. P. 385-396.
- 13. Чавдаров С.С., Часовитин Ю.К., Чернышева С.Н., Шефтель В.Н. Среднеширотный спорадический слой Е ионосферы. М.: Наука. 1975. 120 с.

On the efficiency of the method for selection of ionospheric precursors of earthquakes based on the parameters of Es and F2 layers

Korsunova L.P., Khegay V.V.

Institute of Terrestrial Magnetism, Ionosphere and Radio Wave Propagation, Russia

The results of the study of ionospheric parameter deviations from their background values in summer months of 1998-2002 are presented for Petropavlovsk-Kamchatsky ionospheric station of vertical sounding. Anomalous variations of virtual sporadic E layer (h'Es), reflection cutoff frequency from Es (fEs) and critical frequencies of F2 (foF2) layer, which can be attributed to the possible earthquake precursors, were selected. High efficiency of the applied method for detection of ionospheric precursors of earthquakes basing on several parameters of Es and F2 layers has been shown. The empirical dependence, which reflects the connection between the advance time of a precursor for an earthquake moment with its magnitude and epicentral distance to the observation site, has been obtained. This dependence is consistent with the results of detection of earthquake precursors on the basis of measurement of the Earth's crust physical parameters in the same region.

Аппаратно-программный комплекс для регистрации деформаций приповерхностных пород

Непомнящий Ю.А.

Институт космофизических исследований и распространения радиоволн ДВО РАН, Россия

vicekam@gmail.com

Лазерные интерферометры-деформографы — уникальные приборы, существующие в штучных экземплярах и позволяющие вести наблюдения за деформацией приповерхностных пород с высокой точностью, порядка $10^{-11} - -10^{-12}$ м для лучших образцов [1]. Основные отличия этих приборов состоят в системе регистрации интерференционного сигнала. На рис. 1 представлена структурная схема предложенной системы регистрации интерференционного сигнала.



Рис. 1. Структурная схема системы регистрации интерференционного сигнала лазерного деформографа. 1,2 – Фотодиоды; 3 – Входной зрачок; 4 – Зеркало с периодической структурой; 5 – Система управления; 6 – Шаговый двигатель; 7 – Регистрирующая аппаратура; 8,9 – Линзы.

Зеркало с периодической структурой отражающих и пропускающих полос 4 выполнено в соответствии с интерференционной картиной, которая описывается известным выражением (1).

$$I = I_1 + I_2 + 2\sqrt{I_1 I_2} \cos\left\{\frac{4\pi(L_2 - L_1)}{\lambda}\right\} (1),$$

где I₁,I₂ – интенсивность интерферирующих пучков. L₁,L₂ – оптическая длина пути первого и второго плеча. λ – длина волны излучения.

Структура такого зеркала показана на рис. 2.

Темными полосами на рис.2 показана отражающая поверхность. В данном положении зеркало обеспечивает пропускание 50% всего потока, остальные 50% отражаются от него. При смещении полос интерференционной картины отношение прошедшего и отраженного потоков изменится.

Промодулированный световой поток попадает через входной зрачок 3 на зеркало 4, где делится на 2 пучка, которые фокусируется линзами 8,9 на фотодиоды 1,2. На фотодиодах вырабатываются сигналы одинаковой амплитуды в случае вышеописанного положения зеркала относительно интерференционных полос. Если картина смещается, амплитуды изменяются. Разность этих амплитуд является выходным сигналом.

На рис. 3 представлена блок-схема системы регистрации сигнала.

Сигналы от фотодиодов ФД1 и ФД2 идут на дифференциальный операционный усилитель ДУ, выполняющий разность этих сигналов и усиление. Затем этот сигнал идет на



Рис. 2. Структура периодического зеркала (снизу) и распределение интенсивности света в интерференционной картине (сверху).



Рис. 3. Блок-схема системы регистрации сигнала. ФД1, ФД2 – Фотодиоды; ДУ – Дифференциальный операционный усилитель; СД – Синхронный детектор; ГОЧ – Генератор опорной частоты; $\Delta \phi$ – Фазовращатель; УМ – Усилитель мощности; ПК – пьезокерамика; RC – Сглаживающая RC-цепочка; СУ – Система управления; КД – Контроллер двигателя; ШД – Шаговый двигатель; РА – Регистрирующая аппаратура



Рис. 4. Оптическая схема лазерного деформографа. 1 – Не-Ne лазер; 2 – Коллиматор; 3 – Светоделительная пластина; 4 – Зеркало на пьезокерамике; 5 – Зеркало; 6 – Входной зрачок; 7 – Зеркало с периодической структурой; 8,9 – Линзы; 10,11 –Фотодиоды; 12 – Система управления; 13 – Шаговый двигатель; 14 – Регистрирующая аппаратура; 15 – Генератор опорной частоты; 16 – Усилитель.

вход синхронного детектора СД. В качестве опорного используется сигнал ГОЧ, имеющий форму меандра, частотой 23 кГц и амплитудой 5 В. Этот сигнал после усиления на УМ управляет пьезокерамикой ПК на зеркале короткого плеча для модуляции интенсивности интерференционной картины, попадающей на зеркало с периодической структурой. Фазовращатель $\Delta \phi$ служит для точной подстройки фазы опорного сигнала в пределах от 0 до π , компенсирующей задержку опорного сигнала, возникающую на измерительном плече. Выделенный на СД и сглаженный на RC цепочке полезный аналоговый сигнал идет в систему управления, где преобразуется в цифровой с помощью 16-разрядного АЦП. Частота дискретизации АЦП составляет 46 кГц. Цифровые данные передаются на ЭВМ по USB.

Использование дифференциальной схемы регистрации сигнала

Оптическая схема деформографа представлена на рис. 4.

Разрядность используемого АЦП ADS8517 – 16 бит. Изменение амплитуды сигнала от минимума до максимума соответствует смещению интерференционной картины на одну полосу вследствие изменения длины базы деформографа на величину $\lambda/2$. Одному отсчёту АЦП соответствует $\frac{\lambda/2}{65536} = 4.8 \cdot 10^{-12}$ м. При ошибке квантования $\frac{1}{\sqrt{12}}$ M3P [2] порог чувствительности системы с используемым АЦП составляет не хуже 10^{-12} м.

В настоящее время проводятся экспериментальные исследования системы регистрации интерференционного сигнала и отладочные работы.

Литература

- Долгих Г.И., Валентин Д.И., Ковалев С.Н., Корень И.А., Овчаренко В.В., Фищенко В.К. Применение лазерных деформографов вертикальной и горизонтальной ориентации в геофизических исследованиях переходных зон // Физика земли. – № 8. – 2002. – С. 69-73.
- Марцинкявичус А-й.К., Багданскис Э-а.К. Быстродействующие интегральные микросхемы ЦАП и АЦП // М.: Радио и связь. – 1988.

Hardware-software system for the registration of surface rock deformation

Nepomnyashchiy Y.A.

Institute of Cosmophysical Researches and Radio Wave Propagation FEB RAS, Russia

Laser interferometer-deformographs are unique instruments, which are just a few and allow monitoring of surface rock deformations with high accuracy of about tenths of a nanometer. The main difference between these devices is the interference signal registration system. We offer a signal registration system, which has higher sensitivity and simple construction. A software package for data acquisition and processing was also developed.

Проект PRE-EARTHQUAKES – мониторинг предвестников землетрясений: стратегия и первые результаты

Романов Алексей¹, Романов Александр¹, Трамутоли В.², Инан С.³, Яковски Н.⁴, Пулинец С.⁵, Филицола К.⁶, Шагимуратов И.⁷ Пергола Н.⁸, Гензано Н.¹, Серио С.¹, Лиси М.¹, Коррадо Р.¹, Гримальди К.¹, Фаруоло М.¹, Петрачча Р.¹, Эргинтав С.², Закир З.², Алпарслан Е.², Гурол С.², Майнул Хок М.³, Мисслинг К.Д.³, Вилкен В.³, Боррис С.³, Калинин Ю.⁴, Цибуля К.⁴, Гинзбург Е.⁴, Похунков А.⁴, Пустивалова Л.⁴, Черный И.⁵, Трусов С.⁵, Аджалова А.⁵, Ермолаев Д.⁵, Бобровский С.⁵, Пасиелло П.⁶, Ковьелло И.⁶, Фалконьери А.⁶, Захаренкова И.⁷, Черняк Ю.⁷, Радиевский А.⁷, Лапенна В.⁸, Баласко М.⁸, Писциелли С.⁸, Лакава Т.⁸, Шизо Г.⁸

¹ Университет Базиликата, Потенца, Италия
² Исследовательсекий центр TUBITAK-MARMARA, Турция
³ DLR, Кельн, Германия
⁴ Институт прикладной геофизики им. Е.К. Федорова, Россия,
⁵ ОАО «Российские космические системы», Россия
⁶ Geospazio Italia srl., Италия
⁷ ЗО ИЗМИРАН, Калининград, Россия,
⁸ Институт методологий для анализа окружающей среды Национального исследовательского Совета, Италия

Аннотация

PRE-EARTHQUAKES (Processing Russian and European EARTH observations for earth-QUAKE precursors Studies) - проект, поддержанный в рамках программы FP7 европейского союза, направлен на демонстрацию подхода по интеграции различных данных, в том числе ДЗЗ, а также методов анализа информации, с целью постепенного увеличения надежности краткосрочной оценки сейсмического риска. В рамках проекта были выбраны три основных региона исследований (Италия, Турция и Сахалин (Россия)), на которых в период 2010-2012 г.г. сосредоточились усилия команды проекта по интеграции разнородной информации. В конечном счете, для этих областей были использованы следующие источники информации: 80 радоновых и 29 скважинных станции в Турции, 2 магнитнотеллурические станции в Италии; интегрированы результаты наблюдений 18 спутниковых систем, использованы 11 методов анализа информации для 7 измеряемых параметров.

Для интеграции, кросс валидации и научной интерпретации полученных результатов была разработана специализированная интегрированная информационная платформа (PEG, Pre-Earthquakes Geoportal), основанная на стандартах OGC (Open Geospatial Consortium).

Введение

Появление аномальных пространственно временных сигнатур геофизических параметров предшествующих землетрясениям (от нескольких недель до нескольких дней до наступления события) часто исследуются в литературе в последние годы. Например, полное электронное содержание (ПЭС) в ионосфере, которое измеряется плотной сетью специализированных приемников, реагируя на прохождение акустно-гравитационной волны, генерируемой в процессе подготовки сильного землетрясения, может кратковременно воз-

растать над регионом подготовки события [1]. Перемещение жидкостей и/или газов, вызванное тектонической активностью, в частности, может приводить к геохимическим аномалиям (CO2, радона и др.) и к генерации соответствующих электромагнитных сигналов (изменение электрического поля и сопротивления в среде, OHЧ/УНЧ электромагнитное излучение и т.д., например. [2]). Заявленные связи между аномальными сигналами и сейсмической активностью долгое время рассматривались научным сообществом с некоторой настороженностью. В основном, это происходило вследствие недостаточности данных для валидации, а также наличием других факторов, не связаных с сейсмической активностью, например, метеорологических, которые могли бы привести к возникновению сходных аномалий в исследуемых параметрах.

Тем не менее, сравнительно недавно появилась физическая модель, называемая LAIC (Lithosphere Atmosphere Ionosphere Coupling) [3], в рамках которой предложено связать в единую цепь физических процессов различные геофизические/геохимические параметры (например, тепловые и атмосферные аномалии с сейсмо-ионосферными аномалиями). В этой модели, аномальные сигналы в измерениях нескольких различных параметров (например, термоаномалии на поверхности Земли, температура и относительная влажность приземного воздуха, аномальные потоки скрытой теплоты, аномальная облачность, аномалии уходящего длинноволнового излучения, аномалии электронной концентрации ионо-сферы и т.д.) могут быть объяснены, как следствие физических процессов, связанных с подготовительными этапами землетрясения.

Тем не менее, до сих пор ни один отдельно взятый измеряемый параметр, также как ни один метод наблюдения не продемонстрировал достаточную надежность и эффективность при использовании в системе оперативного предсказания землетрясений (см., например, [4]). Интеграция различных наблюдений/параметров совместно с совершенствованием методов анализа данных, могут улучшить фактические знания о подготовительных этапах землетрясений и их возможных предвестниках, снизить количество ложных "срабатываний" и повысить надежность и точность (в терминах пространства-времени) при диагностировании и оценке сейсмического риска. В этом контексте проект PRE-Earthquakes был поддержан Европейским Союзом в рамках Седьмой Рамочной Программы в целях:

- значительного улучшения нашего понимания о различных подготовительных фазах землетрясения и его возможных предвестниках;
- обоснования необходимости включения всемирной системы наблюдения землетрясений (EQuOS) в качестве одной из специализированных компонент глобальной системы систем наблюдения Земли (GEOSS);
- разработки и предложения международному научному сообществу интеграционной платформы (PEG) для совместного использования и кросс-валидации различных новых независимых измерений, методик обработки данных, направленных на исследования предвестников землетрясений.

Основная научная цель проекта состояла в исследовании и демонстрации того, до какой степени систематическая интеграция независимых наблюдений может улучшить (возможно, до предоперационного уровня точности и надежности) возможности краткосрочной оценки сейсмического риска, которая в настоящее время базируется в основном на однопараметрических методах наблюдения.

Стратегия проекта основывалась на 3 следующих направлениях:

1. Координация и получение систематических данных, создание продуктов в заранее определенных (стандартизированных) выходных форматах;

- Оопределение и реализация единой интеграционной платформы, где разнородные входные данные могут быть ассимилированы, организованы и подвергнуты сравнению;
- 3. Развитие методов сравнения, проверки и совместного анализа данных в целях дальнейшего расширения ряда одновременно наблюдаемых параметров и улучшения качества сбора и анализа данных.

Результаты

Наблюдения от 18 различных спутниковых систем (ЕКА и Роскосмос) и с более, чем 100 наземных станций были использованы для изучения аномальных вариаций параметров земной поверхности и атмосферы (включая ионосферу) Земли, которые в последнее время (в соответствии с литературой) считаются вероятными предвестниками землетрясений (Рис. 1).

В начальной фазе проекта, разные параметры (от литосферных до ионосферных), измеряемые с помощью различных технологий наблюдений и анализируемые при помощи различных методов,сравнивались для отдельных землетрясений, произошедших в последние годы в Италии (Мб.3, Абруццо, 6 апреля 2009 г.), Турции (Мб.1, Элазиг, 8 марта 2010 года) и в России (Мб.2, Невельск, 2 августа 2007 г.). Вышеперечисленные регионы были выбраны в качестве районов первоначального тестирования на фазе обсуждения заявки проекта. Недавние землетрясения, которые произошли в Японии (Тохоку) и Турции (Ван) были также включены в перечень исследуемых событий проекта.

В рамках проекта были полностью реализованы технологии автоматизированной обработки данных и создания тематических продуктов (Рис. 2) для 7 наблюдаемых параметров, с использованием 20-и независимых технологий наблюдений, 11 методологий анализа данных для 3-х тестовых регионов и для 24 различных тестовых временных периодов. Таким образом, база знаний проекта включает в себя набор из 3000 различных комбинаций параметров, технологий измерения, методов анализа данных, а также районов и периодов исследований, что отражает текущие возможности мониторинга предвестников землетрясений. Потенциал интеграции анализа различных параметров продемонстрирован на примере более 1700 различных сравнений, выполненных с использованием различных параметров, измерительных технологий и методов анализа данных.

В ходе реализации проекта была разработана и внедрена в процесс научной поддержки интерпретации разнородных продуктов, формируемых членами исследовательского консорциума проекта общая информационная платформа PEG, предназначенная для обмена, сравнения и кросс-валидации независимых наблюдений, технологий и методик обработки, а также анализа информации. Исследовательский консоциум не ограничивается первоначальными членами проекта PRE-EARTHQUAKES, он также постоянно подключает новых участников, присоединившихся к проекту в рамках инициативы EQuOS (система наблюдения землетрясений). В настоящее время управляющий комитет проекта рассматривает заявки по участию в EQuOS от более, чем 20 научных организаций.

На последнем этапе реализации проекта PRE-EARTHQUAKES был проведен эксперимент по мониторингу предвестников землетрясений в реальном масштабе времени с использованием всех технологических возможностей проекта. Области первоначальных исследований были значительно расширены на территории Греции и Турции в Европе, а также на п-ов Камчатка и Японию в Азии.

Данные исследования были осуществлены при поддержке Седьмой Рамочной Программа (FP7/2007-2013) Европейского Союза в соответствии с грантовым соглашением № 263502.

	Параметры	Инструменты	Источник	Методология - Партнер	Продукты	
Ионосфера	ПЭС (Полное злектронное содержание)	Метеор-М/ГГАК	Роскосмос	Алгоритм корреляции [8, 9, 10] - ИПГ		
			I P G ESA K S C	Дифференциальный алгоритм [10] - ИЗМИРАН		
		GPS	I G ESA S	Алгоритм вычисления ПЭС по данным GPS [11] - DLR	Карты магнитосферной	
			I P G ESA K S C	Алгоритм востановления вертикального ПЭС [12]; Алгоритм создания карт ПЭС;	плазмы и ионосферные аномалии ПЭС	
		ГЛОНАСС	Роскосмос	Алгоритм дифференциального преобразования; Алгоритм расчета ГЭС [13]; Алгоритм		
		ржание) GALILEO и EGNOS		расчета волнового возмущения [14]; Числовое моделирование - ИЗМИРАН		
		FORMOSAT-3/ COSMIC	UCAR	Алгоритм анализа профилей системы COSMIC - ИЗМИРАН		
		CHAMP GRACE	GFZ Postdam NASA GFZ Potsdam	Радиозатменное зондирование [15, 16, 17] - DLR	Вертикальные профили электроной концентрации	
		Космос 2407 Космос 2414 Космос 2429 Космос 2454	Роскосмос	Технология востановления вертикального распределения электронной концентрации ионосферы [18] - РКС	ионосферы	
фера	Солнечная отраженное, ИК излучение Земли	Метеор-М/МСУ-МР	Роскосмос	Алгоритм обнаружения облаков. Визуальный контроль - РКС	Идентифицированные аномалии облачных структур	
кая атмо	MW тепловое излучение	Mereop-M/MTB3A	Роскосмос	Методики обратного преобразования - ИПГ	Профили температуры и влажности	
HING	ИК излучение Земли	MSG/SEVIRI	ESA	RST технология [5, 6, 7, 21, 22,	Карты теплового	
ная		EOS/MODIS	NASA	23, 24, 25, 26, 27, 28, 29] -	инфракрасного излучения	
x oc		NOAA/AVHRR	NESDIS	UNIBAS		
Приповер;	Визуальные- околоинфракрасные спектральные характеристики отражения	Ресурс-ДК/Геотон-1	Роскосмос	Визуальное определение, экспертная и не экспертная классификации - UNIBAS	Карты земной поверхности	
Лигосфера	Концентрация земного радона	Станции определения радона	TUBITAK MAM-EMSI NETWORK	Анализ временных рядов данных [19] - TUBITAK MAM	Аномалии концентрации радона	
	Магнитные и электрические поля, электрическое удельное сопротивление	Постоянные станции	UNIBAS IMAA-CNR	Анализ временных рядов данных [20] - UNIBAS	Профили электрического удельного сопротивления 0-10 км.	

Рис. 1. Перечень инструментов и наблюдаемых параметров в рамках проекта PRE-Earthquakes



Рис. 2. Пример вертикального распределения электронной концентрации ионосферы над о. Сахалин (Россия). По горизонтали: географическая долгота в град., по вертикали высота в км

Литература

- Melbourne T., Carmichael I., DeMets C., Hudnut K., Sanchez O., Stock J., Suarez G., Webb F. The geodetic signature of the Mw = 8.0 Oct. 9, 1995 Jalisco subduction earthquake // Geophysical Research Let. 24. - 1997. - P. 715-718.
- Revil A., Glover P.W.J. "Theory of ionic surface electrical conduction in porous media" // Phys. Rev. B. - 55(3). - 1997. P. 1757–1773.
- 3. *Pulinets S.A.* "Lithosphere-Atmosphere-Ionosphere Coupling (LAIC) Model In Electromagnetic phenomena associated with Earthquakes, Research Signpost, Japan, Chapter 9, 235-253, 2009.
- 4. Geller R.J. Earthquake prediction: a critical review // Geophys. J. Int. 131. 1997. P. 425-450.
- 5. Tramutoli V. Robust AVHRR techniques (RAT) for environmental monitoring: theory and applications // Earth surface remote sensing II in Proceedings of SPIE, Vol. 3496, pp. 101-113, 1998.
- Tramutoli V. Robust Satellite Techniques (RST) for Natural and Environmental Hazards Monitoring and Mitigation: Theory and Applications // Proceedings of Multitemp 2007. Digital Object Identifier 10.1109/MULTITEMP.2007.4293057, 2007.
- Tramutoli V., Cuomo V., Filizzola C., Pergola N., Pietrapertosa C. Assessing the potential of thermal infrared satellite surveys for monitoring seismically active areas: The case of Kocaell (Izmit) earthquake, August 17 1999 // Remote Sensing Of Environment. – Vol. 96. 2005. P. 409-426.
- 8. Pulinets S.A., Gaivoronska T. B., Leyva Contreras A., Ciraolo L. Correlation analysis technique revealing ionospheric precursors of earthquakes // Natural Hazards and Earth System Sciences. 4. 2004. P. 697-702.
- Pulinets S.A., Boyarchuk K.A. Ionospheric Precursors of Earthquakes. Springer, Berlin, Germany. – 2004. 315 p.

- Pulinets S.A., Kotsarenko A.N., Ciraolo L., Pulinets I.A. Special case of ionospheric dayto-day variability associated with earthquake preparation // Adv. Space Res. – 39 (5). – 2007. P. 970-977.
- 11. Jakowski, N., Sardon, E. and Schlueter S. GPS-Based TEC Observations in Comparison with IRI-95 and the European TEC Model NTCM2 // Adv. in Space Res. 22. 1998. P. 803-806.
- 12. Baran L.W., Shagimuratov I.I., Tepenitzina N.J. The use of GPS for ionospheric studies // Artifical Satellites. 32. 1997. P. 49-60.
- Afraimovich E.L., Astafyeva E.I., Oinats A.V., Yasukevich Yu.V., Zhivetiev I.V. Global electron content as a new index of solar activity. Comparison with IRI modeling results // IRI News. - V.13. - №1. 2006.
- Krankowski A., Shagimuratov I.I., Baran L.W. and Ephishov I.I. Study of TEC fluctuations in Antarctic ionosphere during storm using GPS observations //Acta Geophys. Polonica.
 V. 53. – №2. 2005. P. 205–218.
- Jakowski N. Wehrenpfennig A., Heise S., Reigber C., Luhr H. GPS Radio Occultation Measurements of the Ionosphere on CHAMP: Early Results // Geophys. Res. Lett. – 29. – №10. – 2002. 10.1029/2001GL014364.
- Jakowski N., Stankov S.M., Schlueter S., Klaehn D. On developing a new ionospheric perturbation index for space weather operations // Adv. Space Res. 2005. doi:10.1016/j.asr.2005.07.043.
- 17. Jakowski N. Ionospheric GPS Radio Occultation measurements on board CHAMP // GPS Solution 9:pp. 88–95, DOI 10.1007/s10291-005-0137-7, 2005.
- Romanov A.A., Urlichich U.M., Pulinets S.A., Romanov A.A., Selin V.A. A pilot project on the comphrensive diagnosis of earthquake precursors on Sakhalin Island // Experiment results from 2007//PICES Scientific Report №36. – 2009. P. 208-214.
- 19. _nan, S., S. Ergintav, R. Saatcılar, B. Tuzel, and Y. _ravul, "Turkey Makes Major Investments in Earthquake Research *EOS Transactions*, 88, pp. 333-334, 2007.
- Balasco M., Lapenna V., Romano G., Siniscalchi A., Telesca, L. A new magnetotelluric monitoring network operating in Agri Valley (Southern Italy): study of stability of apparent resistivity estimates // Annals of Geophysics. - 51(1). - 2008. P. 265-273.
- 21. Aliano C., Corrado R., Filizzola C., Genzano N., Pergola N., Tramutoli V. // TIR Satellite Techniques for monitoring Earthquake active regions: limits, main achievements and perspectives, Ann. Geoph., 51(1). 2008. P. 303–317.
- Aliano C., Corrado R., Filizzola C., Pergola N., Tramutoli V. Robust satellite techniques (RST) for the thermal monitoring of earthquake prone areas: the case of Umbria-Marche October, 1997 seismic events // Ann. Geoph. - 51. - 2/3. - 2008. P. 451-459.
- Corrado R., Caputo R., Filizzola C., Pergola N., Pietrapertosa C., Tramutoli V. Seismically active area monitoring by robust TIR satellite techniques: a sensitivity analysis on low magnitude earthquakes in Greece and Turkey // Nat. Hazards Earth Syst. Sci., 5. –2005. P. 101–108.

- Filizzola C., Pergola N., Pietrapertosa C., Tramutoli V. Robust Satellite Techniques for seismically active areas monitoring: a sensitivity analysis on September 7, 1999 Athens's earthquake // Phys. Chem. Earth. – 29. – 2004. P. 517–527.
- Genzano N., Aliano C., Corrado R., Filizzola C., Lisi M., Mazzeo G., Paciello R., Pergola N., Tramutoli V. RST analysis of MSG-SEVIRI TIR radiances at the time of the Abruzzo 6 April 2009 earthquake // Nat. Hazards Earth Syst. Sci. - 9. - 2009. P. 2073-2084.
- Genzano N., Aliano C., Filizzola C., Pergola N., Tramutoli V. A robust satellite technique for monitoring seismically active areas: The case of Bhuj-Gujarat earthquake // Tectonophysics. – 431. – 2007. P. 197–210.
- Pergola N., Aliano C., Coviello I., Filizzola C., Genzano N., Lacava T., Lisi M., Mazzeo G., Tramutoli V. Using RST approach and EOS-MODIS radiances for monitoring seismically active regions: a study on the 6 April 2009 Abruzzo earthquake // Nat. Hazards Earth Syst. Sci., 10. 2010. P. 239-249.
- Lisi M., Filizzola C., Genzano N., Grimaldi C.S., Lacava T., Marchese F., Mazzeo G., Pergola N., Tramutoli V. A study on the Abruzzo 6 April 2009 earthquake by applying the RST approach to 15 years of AVHRR TIR observations. Nat. Hazards Earth Syst. Sci. - 10. - 2010. P. 395-406.
- Bonfanti, P., Genzano, N., Heinicke, J., Italiano, F., Martinelli, G., Pergola, N., Telesca, L.,Tramutoli, V. Evidence of CO2-gas emission variations in the central Apennines (Italy) during the L'Aquila seismic sequence (March-April 2009) // BGTA 53. – 1. – 2012. P. 147-168.

Project PRE-EARTHQUAKES - monitoring earthquake precursors: strategy and first results

Romanov Aleksey, Romanov Aleksandr

JSC Russian Space Systems, Russia

PRE-EARTHQUAKES (Processing Russian and European EARTH observations for earth-QUAKE precursors Studies) EU-FP7 project is devoted to demonstrate - integrating different observational data, comparing and improving different data analysis methods - how it is possible to progressively increase reliability of short term seismic risk assessment. Three main testing area were selected (Italy, Turkey and Sakhalin) in order to concentrate observations and integration efforts starting with a learning phase on selected events in the past devoted to identify the most suitable parameters, observations technologies, data analysis algorithms. For these areas, different ground (80 radon and 29 spring water stations in Turkey region, 2 magneto-telluric in Italy) and satellite (18 different systems) based observations, 11 data analysis methods, for 7 measured parameters, have been compared and integrated.

A specific integration platform (PEG, Pre-Earthquakes Geoportal) based on OGC (Open Geospatial Consortium) standards, was developed to operate a products integration, cross-validation and scientific interpretation.

Увеличение объемной активности радона и торона на Камчатке перед катастрофическим землетрясением в Японии 11 марта 2011 г.

Руленко О.П.¹, Кузьмин Ю.Д.² ¹Институт вулканологии и сейсмологии ДВО РАН, Россия ²Камчатский филиал Геофизической службы РАН, Россия

rulenko@kscnet.ru, kuzy@emsd.ru

При распаде долгоживущих радиоактивных элементов урана-238 и тория-232, которые широко распространены в земной коре, генерируются радиоактивные эманации радон и торон. Обладая свойствами инертного газа, они мигрируют к земной поверхности и поступают в атмосферу [1, 2]. Содержание эманаций в подпочвенном газе зависит, в частности, от напряженно-деформируемого состояния пород. Это позволяет использовать их (особенно радон) как индикатор геодинамических процессов [3, 4] и интенсивности межгеосферных взаимодействий на границе земная кора - атмосфера [5], а также для структурного картирования геологической среды [6, 7].



Рис. 1. Температура воздуха T, его относительная влажность F, атмосферное давление P, объемная активность торона ОАТ и радона ОАР в воздухе у поверхности земли и в скважине. Внизу отмечены землетрясения с энергетическим классом $K_s \ge 10.0$, произошедшие на расстоянии до 200 км от пункта "Карымшина" (данные КФ ГС РАН). Вертикальная стрелка – момент землетрясения в Японии

В настоящее время широко распространены исследования вариаций радона в подпочвенном газе перед землетрясениями. Обнаружено, в частности, что изменения его объемной активности начинаются за 90-100 суток до землетрясения и связаны с деформациями пород [4], а аномальное поведение радона зарегистрировано даже на расстоянии 3400 км от эпицентра готовящегося события с магнитудой M = 7.3 [8]. При поступлении в атмосферу радон и торон смешиваются с воздухом. В результате, уменьшается их концентрация, и затрудняются измерения. Вероятно, поэтому отсутствуют работы по обнаружению предсейсмических возмущений радона и торона в атмосфере. Авторам известен только один случай регистрации аномального поведения радона в воздухе перед землетрясением в Японии 17 января 1995 г. с M = 6.9 [9]. Одновременные измерения радона и торона в подпочвенном газе и в приземном воздухе перед землетрясениями не проводились.

С 27 декабря 2010 г. по 20 мая 2011 г. в пункте "Карымпина"Камчатского филиала ГС РАН (52.814°N, 158.105°E), находящемся в районе Верхне-Паратунской гидротермальной системы, измерялась объемная активность радона ОАР и торона ОАТ. Использовалась методика измерений с откачкой газа из сухой герметизированной скважины, позволяющая значительно уменьшить влияние метеорологических величин на поведение эманаций [4]. Обсадной трубой была открытая снизу поливиниловая труба диаметром 0.1 и длиной 4 м, в которой на расстоянии 1-3.9 м от верхнего конца сделан щелевой фильтр. Газ отбирался из трубы с глубины 0.5 м. Объемная активность радона и торона измерялась также на высоте 0.05 м от поверхности земли в 1 м от обсадной трубы скважины в деревянной будке. Для регистрации ОАР и ОАТ в скважине использовался автоматизированный радиометр PPA-01M-03, а в воздухе возле трубы скважины – СРС-1. Интервал времени между измерениями был 1 и 0.5 часа, соответственно. С помощью климатической камеры радиометра СРС-1 измерялись атмосферное давление, температура и относительная влажность засасываемого у земли воздуха.



Рис. 2. Взаимная корреляционная функция для значений ОАР и ОАТ во время аномалии в скважине (а) и в воздухе у поверхности земли (б). Сдвигаемым рядом является ОАТ. Штриховые линии – доверительные границы на уровне значимости 0.05.

На рис. 1 представлены временные ряды измеренных величин. С 14^h 25 января UTC по 21^h 11 февраля наблюдались аномальные увеличения ОАР и ОАТ в скважине (аномалия A), а с 15^h 8 февраля по 9^h 19 февраля – в воздухе возле трубы скважины (аномалия Б).

Радон-тороновая аномалия в скважине (аномалия А) началась за 44.7 суток до ка-

тастрофического землетрясения в Японии 11 марта 2011 г. с M = 9.0. В это же время, примерно за 45 суток до него, на станции "Петропавловск находящейся в 43 км северовосточнее пункта "Карымшина значительно увеличилась интенсивность низкочастотного сейсмического шума в минутном диапазоне периодов [10]. Радиус зоны проявления предвестников по деформации земной поверхности, известный как $R = e^{M}$ [11], равен для данного землетрясения 8100 км. Пункт "Карымшина"находится в 2000 км от его эпицентра и вместе со станцией "Петропавловск" уверенно попадает в эту зону. Перед аномалией и во время аномалии не было усиления локальной сейсмичности, поскольку на расстоянии до 200 км от пункта "Карымшина" произошло лишь три слабых землетрясения с $K_s \leq 10.5$. В это время не было также кратковременных сильных уменьшений атмосферного давления (см. рис. 1).

На рис. 2а представлена взаимная корреляционная функция (ВКФ) для значений ОАР и ОАТ во время аномалии в скважине. Максимальные значения ВКФ наблюдаются на положительных лагах в интервале 12-32 часа и статистически значимы. Разные увеличения ОАТ опережали на разное время увеличения ОАР (см. рис. 1), что обусловило появление интервала небольших максимальных значений ВКФ.

Объемная ак-	P		Т		F	
ТИВНОСТЬ						
	r_s	p	r_s	p	r_s	p
OAP	-0.34	< 0.001	0.06	0.18	0.26	< 0.001
OAT	-0.41	< 0.001	0.22	< 0.001	0.25	< 0.001

Таблица 1. Объемная активность радона и торона

Радон-тороновая аномалия в воздухе (аномалия Б) началась во время окончания аномалии в скважине, когда появились сильные вариации атмосферного давления, связанные с прохождением циклонов (см. рис. 1). В таблице представлены оценки коэффициента ранговой корреляции Спирмена r_s и его уровня значимости p между объемной активностью эманаций и атмосферным давлением P, температурой воздуха T, его относительной влажностью F. Во всех случаях число пар значений коррелируемых величин равно 517.

Как видно из таблицы, самая сильная корреляция наблюдается между ОАР, ОАТ и атмосферным давлением *P*. Она статистически высокозначимая и отрицательная по знаку. Наличие этой корреляции объясняется увеличением концентрации радона и торона в приземном воздухе в результате отсоса газа из почвы при уменьшении атмосферного давления. При его увеличении воздух поступает в капилляры почвы и вытесняет вглубь богатый эманациями газ [12]. ВКФ для значений ОАР и ОАТ во время аномалии имеет хорошо выраженный сильный максимум (рис. 26). Он наблюдается на отрицательном лаге 1.0-1.5 часа. Следовательно, увеличения ОАТ немного отставали от увеличений ОАР, но это отставание несущественно. Наличие сильного максимума ВКФ вблизи нулевого лага свидетельствует об общей основной причине изменений ОАР и ОАТ. Такой причиной, в нашем случае, являются сильные вариации атмосферного давления синоптического масштаба.

За период измерений, равный почти 5 месяцев, есть другие случаи низкого атмосферного давления, в том числе его очень сильное уменьшение 18 марта (см. рис. 1). Однако увеличений объемной активности радона и торона в воздухе кроме аномалии Б нет. Это говорит о том, что радон-тороновая аномалия в воздухе генетически связана с радонтороновой аномалией в скважине. Аномалия в скважине появилась в результате увеличения содержания радона и торона в окружающих осадочных породах. Очевидно, что содержание эманаций увеличилось также в почве возле скважины, но поступление их в воздух стало возможным только при появлении сильных уменьшений атмосферного давления. Отметим, что для рассматриваемого землетрясения в Японии косейсмический и постсейсмический эффекты в радон-тороновом поле отсутствуют (см. рис. 1).

Таким образом, 25 января-11 февраля 2011 г. в пункте "Карымшина" зарегистрирована радон-тороновая аномалия в скважине, а 8-19 февраля – в воздухе у поверхности земли возле скважины. Вторая аномалия генетически связана с первой, но появилась в результате сильных вариаций атмосферного давления синоптического масштаба. Вместе с увеличением в это время интенсивности низкочастотного сейсмического шума на близко расположенной станции "Петропавловск" [10], обе аномалии можно рассматривать как краткосрочный предвестник катастрофического землетрясения в Японии 11 марта 2011 г.

Литература

- 1. *Ларионов В.В.* Ядерная геология и геофизика. М.: ГНТИ нефт. и горно-топливной литературы. 1963. 351 с.
- 2. Юнге Х. Химический состав и радиоактивность атмосферы.М.: Мир. 1965. 424 с.
- 3. *Рудаков В.П.* Эманационный мониторинг геосред и процессов. М.: Научный мир. 2009. 176 с.
- 4. Уткин В.И., Юрков А.К. Радон как индикатор геодинамических процессов // Геология и геофизика. 2010. Т. 51. № 2. С. 277-286.
- 5. Спивак А.А., Кожухов С.А., Сухоруков М.В., Харламов В.А. Эманация радона как индикатор интенсивности межгеосферных взаимодействий на границе земная кора атмосфера // Физика Земли. 2009. № 2. С. 34-48.
- 6. *Рудаков В.П., Войтов Г.И., Курков О.А., Чайка В.П.* Тороновое поле почвенной и подпочвенной атмосферы нефтегазовых структур (на примере Осташковичского нефтяного месторождения) // ДАН. 1995. Т. 343. № 3. С. 389-392.
- 7. Дехандшуттер Б., Бобров В.А., Хус Р. и др. Радоновые аномалии как показатель активности Западно–Саянского разлома в северной части Телецкого озера (Горный Алтай) // Геология и геофизика. 2002. Т. 43. № 2. С. 128-141.
- Рудаков В.П. Сейсмоэманационные предвестники Алтайского 27 сентября 2003 г. землетрясения на Русской платформе (на территории Москвы) // Геохимия. – 2005. – № 1. – С. 101-104.
- Yasuoka Y., Igarashi G., Ishikawa T. et al. Evidence of precursor phenomena in the Kobe earthquake obtaind from atmospheric radon concentration // Applied Geochemistry. – 2006. – V. 21. – P. 1064-1072.
- 10. Соболев Г.А. Низкочастотный сейсмический шум перед землетрясением Тохоку 11 марта 2011 г. с магнитудой 9 // Физика Земли. 2011. № 12. С. 11-22.
- Добровольский И.П. Теория подготовки тектонического землетрясения. М.: ИФЗ АН СССР. – 1991. – 217 с.
- Стыро Б.И. Вопросы ядерной метеорологии. Вильнюс: Институт геологии и географии АН Литовской ССР. – 1959. – 418 с.

Increase of radon and thoron volumetric activity at Kamchatka before the catastrophic earthquake in Japan on March 11, 2011

Rulenko O.P.¹, Kuzmin Yu.D.²

¹ Institute of Volcanology and Seismology FEB RAS, Russia ² Kamchatka Branch of Geophysical Survey RAS, Russia

The paper presents the results of measurements of radon Rn and thoron Tn volumetric activity at Karymshina observation point (52.814⁰N, 158.105⁰E) that is located in the area of Verkhnyaya-Paratunka hydrothermal system in Kamchatka. From December 27, 2010 to May 20, 2011 the measurements were carried out in the 4-meter deep dry perforated borehole and at the height of 5 cm above the ground surface and 1 meter from the borehole pipe in a wooden cabin. Atmospheric pressure, air temperature and relative humidity in the cabin were measured by a climatic chamber of radiometer. From January 25 to February 11 large increases of Rnand Tn values relative to the background in the borehole were registered and from February 8 to 19 the Rn and Tn values increased near the borehole pipe. The increases of Rn and Tnvalues in the air occurred during the changes in atmospheric pressure of synoptic scale and had highly significant negative correlation with these changes. These variations of atmospheric pressure were absent during Rn and Tn disturbances in the borehole. There were no other Rnand Tn disturbances in the borehole and in the air near the borehole pipe within the period of measurements. Analysis of Ks ≥ 10.0 earthquakes occurred at the distance of 200 km from Karymshina observation point revealed that local seismicity did not increase during Rn and Tndisturbances. Rn and Tn disturbances in the borehole appeared 44.7 days before the earthquake on March 11, 2011 in Japan with magnitude of 9.0, the epicenter of which was 2000 km from Karymshina observation point. According to the data of Sobolev G.A. [Earth Physics, 2011. N 12. P. 11-22, Petropavlovsk seismic observatory, that is 43 km from Karymshina observation point, recorded repeatedly the increase of intensity of low frequency seismic noise in a minute range of periods 1.5 month (45 days) before this earthquake.

So, we can assume that anomalous disturbances of radon and thoron volumetric activity in the borehole could be associated with the preparation of the catastrophic earthquake in Japan and the increases of their activity in the air near the borehole resulted from the decreases of the atmospheric pressure during cyclones.
Акусто-электромагнитная эмиссия литосферы

Уваров В.Н., Исаев А.Ю., Пухов В.М., Санников Д.В., Мельников А.Н.

Институт космофизических исследований и распространения радиоволн ДВО РАН, Россия

Аннотация

С целью обнаружения связи между геоакустической эмиссией литосферы и ее деформационно-электромагнитным изучением в сентябре 2011 г была проведена синхронная регистрация акустической эмиссии и электромагнитного поля на наблюдательной станции ИКИР ДВО РАН р. Карымшина, имеющей достаточно низкий уровень техногенных помех и высокий уровень микросейсмической активности.

Анализ полученных данных показал наличие связи акустического и электромагнитного излучения, регистрируемого с помощью квадрупольного и дипольного датчиков вертикальной магнитной компоненты поля с помощью метода, основанного на подсчете частоты встречаемости временных интервалов между выбросами амплитуд акустического и электромагнитного сигналов.

Отчетливую связь акустической эмиссии с помощью формализма кросскорреляции не удалось из-за сильного различия структуры сигналов в акустическом и электромагнитных каналах.

Введение

Поскольку силы механического взаимодействия на микроскопическом уровне сводятся к электромагнитными взаимодействиям, любая деформация приводит к появлению как механических, так и электромагнитных возмущений.

Физика акусто-электромагнитных проявлений процессов деформации твердого тела на микроскопическом уровне исследована в ряде работ как экспериментально, так и теоретически [1 - 4]. Геофизические наблюдения этих явлений, касающиеся либо акустического, либо электромагнитного проявлений также хорошо известны [5 -9].

Следует отметить, что, несмотря на единство физики возникновения акустических и электромагнитных возмущений, структуры акустического и электромагнитного проявления этих возмущений существенно различаются даже в случае лабораторного эксперимента, где максимально ослаблены все возможные мешающие обстоятельства [4]. Поэтому следует ожидать, что выявление взаимосвязи акустических и электромагнитных проявлений природных процессов при наземных наблюдениях достаточно сложная задача. К числу наиболее существенных помеховых факторов следует отметить чрезвычайно неблагоприятное влияние естественного электромагнитного излучения грозового и магнитосферного происхождения, превосходящего по предварительным оценкам излучение литосферного происхождения не менее чем на два порядка [10].

Постановка задачи

Основная задача, на решение которой был направлен эксперимент, заключалась в следующем

1. Обнаружить акусто-электромагнитное проявление постоянно протекающих под влиянием тектонических сил деформационных процессов литосферы. 2. Выяснить, какого рода электромагнитный датчик наиболее чувствителен к деформационно-тектоническим процессам.

Описание эксперимента

С этой целью было решено провести исследование акусто-электромагниных проявлений в в зоне повышенного уровня микросейсмичности. Для этого на наблюдательной станции ИКИР ДВО РАН на р. Карымшина был проведен полевой эксперимент по синхронной регистрации электромагнитного и акустического полей с использованием нескольких видов датчиков, в качестве которых использовались:

- квадрупольная магнитная антенна из двух соединенных последовательно магнитных рамок. В дальнейшем для канала регистрации данных квадрупольной антенны используется обозначение Q-канал.

- три взаимно перпендикулярно ориентированные рамочные магнитные антенны. Плоскость одной из рамок расположена горизонтально, а плоскости вертикальных рамок ориентированы по странам света. Далее для обозначения этих каналов регистрации использовались обозначения Z-канал, WE-канал и NS-канал соответственно.

- электрическая штыревая вертикально стоящая антенна. Для обозначения этих данных использовалось обозначение Е-канал.

- акустический датчик, регистрирующий колебания грунта. Для минимизации акустического сопротивления с геологической средой этот датчик выполнен из гидрофона, помещенного в наполненный водой полиэтиленовый пленочный мешок, расположенный яме. Для обозначения данных этого датчика использовалось обозначение А-канал. Для снижения уровня помеховых наводок каскады предварительного усиления были установлены в непосредственной близости от антенн. Сигналы после предварительного усиления на регистрирующее устройство передавались по экранированным витым парам. Эксперимент проводился в условиях устойчивой погоды и состоял из двух сеансов непрерывной синхронной регистрации данных с этих датчиков. Каждый сеанс продолжался несколько больше суток. Общее время наблюдения – 49 часов. Частота дискретизации – 44100 Гц. Расстояние между пунктом регистрации и датчиками до - акустического датчика – 20м, до Q - и Z – датчиков -35 , до WE-, NS- и E – датчиков – 180 м.

Кросскорреляция

Классическим аппаратом математической обработки для выявления связей между процессами является формализм кросскорреляционной функции.

Следует ожидать, что в усредненной кросскорреляционной функции акустического и электромагнитного канала проявится наличие статистической связи между акустическим и электромагнитными каналами. Однако этого не наблюдалось. Поэтому, казалось бы, можно сделать вывод об отсутствии взаимосвязи акустического и электромагнитных каналов. Однако более тщательный анализ позволил обнаружить наличие такой связи.

Анализ волновых форм

Поскольку использование стандартного аппарата корреляционного анализа оказалось неэффективным, было решено исследовать взаимосвязь акустического и электромагнитных каналов ограничиваясь только для достаточно ярких акустических событий.

Более детальный анализ волновых форм, проведенный для окрестностей экстремальных событий акустического канала показал, что в этих областях наблюдается согласованный ход сигналов акустического и квадрупольного каналов. На наиболее интересные



Рис. 1. Примеры наиболее сходных синхронных волновых форм акустического и квадрупольного каналов

примеры синхронности и коррелированности сигналов акустического и квадрупольного каналов приведены на рисунке 1.

Связь выбросов в разных каналах

На рисунке 2 приведено полученное из этого эксперимента распределение относительной встречаемости интервала времени между экстремумами акустического и квадрупольного электромагнитного каналов.



Рис. 2. Распределение задержки выбросов между акустическим и квадрупольным каналами

В Z канале проявление акустики оказывается более чем в 2 раза слабее. В каналах EW и NS акустики происходит на уровне шумов. Таким образом наибольшее проявление близости акустических и электромагнитных экстремумов наблюдается в квадрупольном канале, которое превосходит проявления в других каналах.

Выводы

- 1. Полевые эксперименты по синхронной регистрации акустического и электромагнитного излучения, поставленные в условиях высокого уровня микросейсмических процессов (естественной акустической эмиссии литосферы) и слабого влияния промышленных помех позволили обнаружить отчетливое проявление акустической эмиссии в электромагнитном излучении.
- 2. Проявление импульсов естественной эмиссии как акустического, так и электромагнитного излучения имеет импульсный характер.
- Использование корреляционного анализа для выявления акусто-электромагнитных проявления оказалось неэффективно из-за сильного различия сигналов акустической и электромагнитной природы.
- 4. Наиболее сильное проявление акустической эмиссии наблюдалось в квадрупольном канале.

5. Наблюдалось проявление акустической эмиссии во всех электромагнитных каналах, однако из-за высокой встречаемости импульсов излучения атмосферно-грозового и магнитосферно-ионосферного происхождения использование электромагнитных каналов с дипольными датчиками в качестве опорных оказалось неэффективным.

Благодарности

Для регистрации естественной акустической эмиссии литосферы было частично использовано оборудование лаборатории акустических измерений. В связи с этим авторы настоящего исследования выражают глубокую благодарность руководителю лаборатории ЛАИ Марапульцу Ю.В. и ведущему инженеру этой лаборатории Торгунскому В. Е. без доброжелательного отношения и технической поддержки которых выполнение настоящих исследований оказалось бы невозможно.

Литература

- 1. Урусовская А.А.Электрические эффекты, связанные с пластической деформацией ионных кристаллов. Успехи физических наук, т.96, №1, 1968г, стр 39-60.
- Yasuhiko Mori, Yoshiko Obata and Josef Sikula. Acoustic and electromagnetic emission from crack created in rock sample under deformation, J. Acousic Emision, 27, 2009. pp.157-166;
- J. Sikula, Y.Mori. T. Lokajicek, P.Koktavy, J. Majzner and P.Sedlak, Crack creation kinetics characterization by electromagnetic and acoustic emission. Proc.28th European Conf. AE Testing, Krakov, Poland, September 2008, 118-123].
- Hadjicontis V., C. Mavromatou C., Antsygina T. N., Chishko K. A., Mechanism of electromagnetic emission in plastically deformed ionic crystals. Phys.Rev.B V76, N2, 024106 (15)(2007)
- 5. Марапулец Ю.В., Шевцов Б.М. Мезомасштабная акустическая эмиссия. Владивосток: Дальнаука, 2012, 126с.
- 6. Hayakawa M., Fujinawa Y. Electromagnetic phenomena related to earthquake prediction", Edited by M.Hayakawa and Y.Fujinawa Tokyo: Terra Scientific, 1994 622p
- 7. Богданов Ю.А., Воронин В.И. Уваров В.Н., Черняков А.М. Электромагнитное проявление структуры недр. Геофизический журнал. №4, Т. 25, 2003, стр.117—125
- 8. Г.Е.Яковицкая. Методы и технические средства диагностики критических состояний горных пород на основе электромагнитной эмиссии. Новосибирск, 2008, —305с
- 9. Уваров В.Н., Дружин Г.И., Санников Д.В. Электромагнитное излучение литосферного происхождения. Метод обнаружения и первые результаты. Приборы и техника эксперимента. 2010, №6, стр. 131-137
- 10. Уваров В.Н. Электромагнитное проявление литосферы с СНЧ-ОНЧ диапазоне. Геофизический журнал, №6, Т.34, 2012, с 133-146

Acoustic-electromagnetic radiation of the lithosphere

Uvarov V.N., Isaev A.Y., Pukhov V.M., Sannikov D.V., Melnikov A.N.

Institute of Cosmophysical Researches and Radio Wave Propagation FEB RAS, Russia

With the purpose of detecting the connection between the geoacoustic emission of the lithosphere and its strain-electromagnetic study in September 2011 was held synchronous registration of acoustic emission and electromagnetic fields on the observation station IKIR FEB RAS p. Karymshina, which has a fairly low level of man-caused interference and high level of microseismic activity.

The analysis of the obtained data has shown the existence of a relation of acoustic and electromagnetic radiation, registered with the quadrupole and dipole sensors vertical magnetic field components with the help of the method, based on estimates of the frequency of occurrence of the time intervals between releases of the amplitude of the acoustic and electromagnetic signals.

A clear link between acoustic emission with the help of cross correlatformalism failed because of strong differences of signal structure in acoustic and electromagnetic channels.

Характеристики сейсмического процесса в рамках статистической диффузионной модели пластических течений

Шереметьева О.В., Попова А.В.

Институт космофизических исследований и распространения радиоволн ДВО РАН, Россия

olga.v.sheremetyeva@gmail.com, non-ame@li.ru

Геодинамические процессы – это процессы в Земле, обуславливающие глубинные и поверхностные движения масс во времени и пространстве. Проявлением геодинамического процесса являются квазипластические течения горных масс, осуществляемые за счёт макро- и микро- сдвигов, а также за счёт вращений фрагментов. Сейсмотектоническое течение рассматривается как часть процесса квазипластического течения горных масс, реализующееся за счёт быстрых и медленных смещений по разноориентированным разномасштабным нарушениям прочности.

Целью работы является построение статистической модели сейсмотектонических течений в зоне субдукции Курило – Камчатской островной дуги и определение их основных характеристик, базируясь на вероятностном подходе к рассмотрению сейсмического процесса.

Условия неопределенностей, которые в природе всегда существуют, определяют вероятностный характер развивающихся сейсмических процессов (Уломов, 1993, Shebalin, 2006). Наличие пространственной и временной связи между сейсмическими событиями, проявляющейся в наличии последовательности форшоков и афтершоков, зон затишья и активизации землетрясений, в их пространственной и временной периодичности, характеризует сейсмический процесс как немарковский нелокальный случайный процесс (Голицын, 2001).

В случае некатастрофических сейсмических событий пространственный масштаб региона, в котором развивается сейсмогеодинамический процесс, значительно превосходит размер очага землетрясения и радиус области влияния, в которой сбрасываются напряжения, т. о. выполняется критерий малости приращений. Поэтому сейсмические события с магнитудами менее 8 могут рассматриваться как слабые флуктуации на фоне сейсмогеодинамического процесса в регионе. В случае малости приращений описание немарковских нелокальных случайных процессов сводится к приближению, математическим аппаратом которого являются дифференциальные уравнения диффузионного типа в дробных производных (Metzler, Klaftler, 2000; Saichev, Zaslavsky, 1997), а статистическим приближением процесса диффузии является схема случайного блуждания по состояниям. Когда образуются достаточно длинные последовательности связанных сейсмических событий, выполняется условие малости приращений на одном шаге по сравнению с размером всей последовательности, при этом возможно диффузионное описание и представление сейсмичности в виде случайных блужданий.

Пространственная и временная зависимости между сейсмическими событиями математически выражаются в корреляции сейсмических событий на пространственных, временных и энергетических масштабах. Выбор таких масштабов определяется характеристиками среды и самим сейсмическим процессом. В зависимости от строгости критериев для определения масштабов влияния сейсмических событий сейсмический процесс может рассматриваться либо как пуассоновский случайный процесс, представляющий собой совокупность независимых случайных событий; либо как марковский процесс, в котором дальнейшее развитие процесса вполне определяется состоянием в настоящий момент и не зависит от способа, которым это состояние было достигнуто; либо как нелокальный немарковский случайный процесс, где вся предыдущая история системы случайных событий влияет на её будущее.

В рамках вероятностного подхода к рассмотрению сейсмического процесса в работе предложена статистическая модель построения пластических течений на основании анализа данных Global CMT catalog (Global CMT Web Page) за период 1976–2005 гг. для зоны субдукции Курило – Камчатской островной дуги (значения магнитуд 4–7, рассматриваемая область 50°–60° с.ш., 156°–166° в.д., объём выборки 221 событие).

В качестве пространственного масштаба R [км] сейсмического события использовался радиус зоны влияния, определяющейся неоднородностью среды, связанный с магнитудой или энергетическим классом сейсмического события (Добровольский, 2009)

$$R = 10^{0.43M_L},\tag{1}$$

где магнитуда Рихтера M_L определяется по формуле (Hanks, Boore, 1984)

$$M_L = \frac{(\lg M_0 - 17.0)}{1.4},\tag{2}$$

где M_0 [Дж · м] – сейсмический момент.

Временной масштаб t [дни] сейсмических событий принимался равным отношению

$$t = \frac{T}{n},\tag{3}$$

где T – временной период каталога, n – частота событий с заданной магнитудой M_L вычислялась на основании закона повторяемости Гутенберга – Рихтера, полученному для зоны субдукции Курило – Камчатской островной дуги,

$$\lg N = -0.9M_L + 7.1,\tag{4}$$

$$n = N(M_L - \Delta) - N(M_L) \tag{5}$$

с шагом дискретизации $\Delta = 0.1$. Параметр b = -0.9 закона повторяемости (4) характеризует сопротивление самой среды ее дроблению, а именно, для рассматриваемой зоны субдукции Курило – Камчатской островной дуги на одну трещину большего размера приходится большое количество трещин меньшего размера. Константа a = 7.1 является мерой регионального уровня сейсмичности и зависит от числа событий, рассматриваемых в этой группе (Касахара, 1985).

При построении модели сейсмического процесса в рамках диффузионного подхода в первом приближении была использована схема случайного блуждания по состояниям (Шевцов, Сагитова, 2012). Процесс блуждания определяется пространственно–временной близостью событий в будущем по отношению к инициирующему событию. Совокупность событий, попадающих в пространственно–временную зону влияния более раннего сейсмического события, считается инициированной этим событием. Из совокупности событий, инициированных более ранним, выбирается событие с максимальной энергией и записывется в цепь. Статистика связанных событий для рассматриваемой выборки из 221 события, полученная в результате реализации описанного алгоритма, представлена в таблице 1. Из всего каталога, состоящего из 221 события, 144 события связаны в цепи, что соответствует примерно 65%, одиночные или пары связанных событий, которые можно считать независимыми, составляют 35% от всего каталога.

Таблица 1.

Количество событий в цепи	1	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11	12	13
Количество цепей	51	13	5	5	7	2	1	0	0	3	0	1	1



Рис. 1. Цепь связанных событий № 56

Для каждого события, попавшего в цепь, определялись величина и направление подвижки (Аки, Ричардс, 1983). Средняя величина подвижки для всей выборки из 221 события составляет порядка 10 см. В результате процедуры анализа выборки сейсмические события выстраиваются в цепи, описывающие направленный процесс случайных блужданий по состояниям или сейсмотектоническое течение, где основную роль играют связи между ближайшими соседями в пространственно-временной области с учётом энергетического масштаба. Выстраивающиеся в результате применения алгоритма цепи – марковоского типа, хотя при удалении части каталога наблюдается несовпадение начальных звеньев цепей, а точнее замена их на другие близкие в заданных масштабах события. В качестве сейсмотектонических течений рассматриваются цепи, содержащие не менее трех связанных событий. Нумерация цепей производится по номеру первого события в цепи. Главное направление подвижки имеет северо-западную ориентацию (Попова, Шереметьева, Сагитова, 2012). В рассматриваемой выборке для каждого течения определены средняя скорость, направление течения и параметры характеризующие отклонение течения от средних значений. Приведём результаты для самой длинной из полученных цепей связанных сейсмических событий. На рисунке 1 представлена наибольшая цепь № 56 протяжённостью во времени 18.07.1989–13.11.1999 гг., включающая 13 сейсмических событий с магнитудами 5–6. Средняя величина подвижки для цепи № 56 составляет 15 см со средним квадратическим отклонением 6 см и имеет северо-западное направление. Средняя скорость сейсмотектонического течения определяется как усреднённая по времени величина подвижки и для цепи № 56 скорость составляет приблизительно 1.5 см/год. Полученные результаты не противоречат имеющимся данным (Ломизе, 1999).

Построенная статистическая модель сейсмотектонических течений позволяет разложить каталог сейсмических событий на последовательности связанных событий на разных энергетических масшабах. Сначала выбираются события с максимальными энергиями, затем последовательности событий меньших энергий. Эти последовательности определяют сейсмотектонические течения и несут в себе информацию не только о пространственновременной связи между сейсмическими событиями на основе энергетической характеристики, но и о направлении и скорости сейсмического процесса.

Литература

- 1. Hanks T.C., Boore D.M. Moment-magnitude relations in theory and practice // J.Geophys. Res. 1984. V. 89. –№ B7. P. 6229-6235.
- 2. Metzler R, Klafter J. The random walk's guide to anomalous diffusion: a fractional dynamics approach // Phisics Reports. 2000. V.339. P. 1-77.
- 3. Saichev A.I., Zaslavsky G.M. Fractional kinetic equations: solutions and applications // Chaos. − 1997. − V.7. − № 4. − P. 753-764.
- 4. Shebalin P.N. Increased correlation range of seismicity before large events manifested by earthquake chains // Tectonophysics. 2006. V. 424. P. 335-349.
- 5. Ак
и $K., \, Puчар dc \ \Pi.$ Количественная сейсмология. Теория и методы. Т.1 – М.: Мир
, 1983. – 519 с.
- 6. Голицын Г.С. Место закона Гутенберга Рихтера среди других статистических законов природы // Проблемы динамики литосферы и сейсмичности. Вычислительная сейсмология. 2001. Вып. 32. С. 138-161.
- 7. *Добровольский И.Р.* Математическая теория подготовки и прогноза тектонического землетрясения. М.: Физматлит, 2009. 236 с.
- 8. Касахара К. Механика землетрясений. М.: Мир, 1985. 264 с.
- 9. *Ломизе М.Г.* Вулканическое кольцо тихого океана // Соросовский образовательный журнал. 1999. № 9. С. 59-66.
- 10. Попова А.В., Шереметьева О.В., Сагитова Р.Н. Анализ параметров выборки данных Global CMT Catalog для построения статистической модели сейсмического процесса на примере зоны субдукции Курило-Камчатской островной дуги // Вестник КРАУНЦ. Серия: Физико-математические науки. – 2012. – Т.5. – № 2. – С. 23-32.
- Уломов В.И. Глобальная упорядоченность сейсмогеодинамических структур и некоторые аспекты сейсмического районирования и долгосрочного прогноза землетрясений // Сейсмичность и сейсмическое районирование Северной Евразии. – 1993. – Вып. 1. – С. 24-44.
- 12. Шевцов Б.М., Сагитова Р.Н. Диффузионный подход в статистическом анализе сейсмичности Камчатки // Вулканология и сейсмология. 2012. № 2. С. 56-66.
- 13. Электронный pecypc Global CMT Web Page. URL http://www.globalcmt.org/ (дата обращения: 16.12.2010)

Characteristics of the seismic process within the statistical diffusion model of plastic flows

Sheremetyeva O.V., Popova A.V.

Institute of Cosmophysical Researches and Radio Wave Propagation FEB RAS, Russia

Statistical model of plastic flows on the example of the subduction zone of the Kuril-Kamchatka arch was developed according to the data of Global CMT catalog for the period 1976–2005 (magnitude values 4-7, $50^{\circ} - 60^{\circ}$ N, $156^{\circ} - 166^{\circ}$ E, 221 events), and the basic characteristics of the flows were determined on the basis of the probabilistic approach to the seismic process.

Uncertainty conditions, that always exist in nature, determine the probabilistic character of seismic processes. Spatial scale of the region, in which seismogeodynamic process develops, in the case of seismic non-catastrophic events, considerably exceeds the size of the earthquake source and the radius of the influence area where the stress is dropping. *Criterion of small increments* is performed that's why seismic events can be considered as weak fluctuations and that allows us to apply *diffusion approximation*.

Presence of temporal and spatial relation between seismic events defines, in general case, the seismic process as a non-local and non-Markov stochastic process. These dependences are mathematically expressed in the correlation of seismic events on temporal and spatial scales, the choice of which is determined by environment characteristics and the seismic process itself. The direction and the value of a shift for each event determine the direction of plastic flow. In the development of plastic flow model within diffusion approach in the first approximation, scheme of stochastic wandering on states was applied, that is a special case of Markov chains. For each chain, that is a plastic flow, average velocity, principal eigenvector of the flow and the parameters, characterizing the deviation from the principal values, were defined.

Author index / Именной указатель

Abzaletdinova L.M., 153 Afanasieva A.A., 359 Agranat I.V., 221 Akiyo Yatagai, 6 Akmanova D.R., 233 Alekseev V.A., 376 Alekseeva N.G., 376 Alimov O.A., 371, 406 Ammosov P.P., 170 Argunov V.V., 153 Artemyev A.V., 94 Atsuki Shinbori, 6 Babakhanov I.Y., 238 Balabin Yu.V., 14, 243 Basalaev M.L., 238 Belov A.V., 309 Bezverkhny V.A., 76 Biktash L.Z., 16 Blokhin A.V., 371 Bobrova M.E., 387 Bochkovsky D.A., 133, 139, 147 Bogatov N.A., 26 Bogdanov V.V., 31, 35, 40, 391 Bogomolov L.M., 248 Booss Ju.Ju., 395 Borisov A.S., 254 Borisov S.A., 254 Brasseur G.P., 76 Bryukhanova V.V., 45 Bychkov V.V., 50, 286 Cheremisin A.A., 216 Chernev I.I., 206 Cherneva N.V., 79, 196, 206, 221, 364 Choudhury A., 378 Daisuke Ikeda, 6 De B.K., 378 Dolgaya A.A., 233 Druzhin G.I., 79, 153, 196, 364 Dudko O.V., 268 Dumbrava Z.F., 238

Edemskiy I.K., 84 Efimov V.A., 263

Feshchenko L.K., 259 Firstov P.P., 206, 364, 402 Frolov V.L., 212

Gavrilov V.A., 395 Germanenko A.V., 14, 243 Glushkova N.V., 123 Golubkov G.V., 63 Grishin A.I., 376 Grunskava L. V., 263 Grunskaya L.V, 402 Gruzdev A.N., 76 Guha A., 378 Holzworth R.H, 360 Holzworth R.H., 364 Ignatiev V.M., 170 Ikeda A., 286 Il'in I.A., 272 Ippolitov I.I., 158 Isaev A.Y., 438 Isaev A.Yu., 200

Isakevich D.V., 402 Isakevich V.V., 402 IUGONET, 6 Ivanov A.V., 364 Ivanova Yu.E., 337

Kabanov D.M., 54 Kabanov M.V., 158 Kaisin A.V., 31, 35, 40 Kalashnikova T.M., 406 Kapustina, O.V., 347 Kazuo Shiokawa, 273 Khegay V. V., 416 Khomutov S.Y., 238 Kiyohumi Yumoto, 6 Klimenko V.V., 99 Koltovskoy I.I., 170 Konovalova N.A., 406 Kopylova G.N., 411 Korsunova L. P., 416 Kozlov V.I., 105 Kumykov T.S., 110 Kuzmin Yu.D., 432 Lapteva A.A., 268 Larionov I.A., 281, 324 Leonovich A.S., 117 Lichtenberger J., 217, 221 Loshkarev P.A., 284 Lucovencova O.O., 359 Lutsenko V.I., 200 Makarov E.O., 206 Makarov E.O., 402 Makarova M.V., 54 Malkova P.L., 84 Malova H.V., 94 Mandrikova O.V., 123, 297, 302, 309, 314 Manzhelii M.I., 63 Marapulets Y.V., 359 Marapulets Yu.V., 281, 319, 324, 353 Mareev E.A., 99 Marichev V.N., 127, 133, 139, 143, 147 Matvienko G.G., 376 Mel'nikov A.N., 79 Mel'nikov A.N., 364 Melnikov A.N., 153 Melnikov A.N., 438 Mikhailova G.A., 347 Mishchenko M.A., 324, 353 Mizhchenko M.A., 281 Mullayarov V.A., 105, 153 Musienko V.A., 284 Nagorsky P.M., 162 Nagorsky P.M., 158 Nepomnyashchiy Y.A., 167, 420 Nikolashkin S.V., 170 Noshchenko D.S., 272 Novikov P.V., 216 Nozomu Nishitani, 273 Osipchuk V.N., 61 Panchishkina I.N., 175, 180 Parovik R.I., 329 Pavlov A.V., 391 Perezhogin A.S., 50, 167, 272, 387 Petrov A.I., 175, 180 Petrova G.G., 175, 180

Petrukovich A.A., 94 Pkhalagov Yu.A., 158 Poddelsky I.N., 238, 273 Polech N.M., 50 Polovtseva E.R., 58 Polozov Yu.A., 314 Poltavtseva E.V., 395 Polukhova A.L., 31 Polyukhova A.L., 35 Popova A.V., 442 Popov V.Y., 94 Pukhov V.M., 438 Ragozina V.E., 337 Reshetnikov F.F., 170 Romanov A.A., 31, 35 Romanov Aleksandr, 427 Romanov Aleksey, 427 Roy R., 378 Rubay D. V., 263 Rulenko O.P., 324, 432 Samokhvalov I.V., 185 Sannikov D.V., 196 Sannikov D.V., 438 Schmidt H., 76 Semakov N.N., 333 Serafimova Yu.K., 343 Serdyukov V.I., 54, 58 Serovetnikov A.S., 192 Shatalina M.V., 99 Shcherbina A.O., 319 Sheremetyeva O.V., 442 Shevtsov B.M., 50, 167, 273, 281, 286 Shin Suzuki, 273 Shinohara M., 286 Shishkin A.A., 284 Shuji Abe, 6 Sinitsa L.N., 54, 58 Sivokon V.P., 192 Sivokon' V.P., 196, 221 Sizova E.G., 411 Smirnov S.E., 273, 347 Smirnov S.V., 158 Solodchuk A.A., 281, 353 Solovyev I.S., 302 Starostina O.P., 180 Tarabukina L.D., 105 Titov S.V., 170

Tohkiyan O.O., 284

Toropov A.A., 105 Toshitaka Tsuda, 6 Tristanov A.B., 359 Uvarov V.N., 200, 438 Vasilchenko S.S., 54, 58 Vasko I.Y., 94 Vikulin A.V., 233 Vodinchar G.M., 221, 259 Voeykov S.V., 61 Voronin B.A., 54, 58 Yanke V.G., 309 Yasyukevich Yu.V., 84 Yoshikawa A., 286 Yuichi Otsuka, 273 Yumoto K., 286 Zalyaev T.L., 309 Zelenvi L.M., 94 Zhivetiev I.V., 31, 123 Zhizhikina E.A., 297 Zuev V.V., 162 Абе С., 8 Абхиджит Чоудхури, 383 Агранат И.В., 217 Аджалова А., 421 Акимаса Йошикава, 227, 291 Акихиро Икеда, 227, 291 Акманова Д.Р., 229 Алексеев В.А., 372 Алексеева Н.Г., 372 Алимов О.А., 367, 403 Алпарслан Е., 421 Аммосов П.П., 168 Анирбан Гуха, 383 Антонов Д.Л., 213 Артемьев А.В., 85 Афанасьева А.А., 354 Бабаханов И.Ю., 234 Баишев Д.Г., 298 Балабин Ю.В., 10, 239 Баласко М., 421 Барин Кумар Де, 383 Басалаев М.Л., 234 Безверхний В.А., 72 Белов А.В., 304 Бикташ Л.З., 21 Блохин А.В., 367 Боброва М.Е., 384

Бобровский С., 421 Богатов Н.А., 22 Богданов В.В., 27, 32, 36, 388 Борисов А.С., 250 Борисов С.А., 250 Боррис С., 421 Бочковский Д.А., 129, 135, 144 Брассёр Г.П., 72 Брюханова В.В., 42 Бусс Ю.Ю., 392 Бычков В.В., 47, 213, 227, 291 Васильченко С.С., 51, 55 Васько И. Ю., 85 Викулин А.В., 229 Вилкен В., 421 Водинчар Г.М., 217, 255 Воейков С.В., 59 Воронин Б.А., 51, 55 Гаврилов В.А., 392 Галкин К.А., 213 Гензано Н., 421 Германенко А.В., 10, 239 Гинзбург Е., 421 Глушкова Н.В., 119 Голубков Г.В., 70 Гримальди К., 421 Гришин А.И., 372 Груздев А.Н., 72 Грунская Л.В., 260, 397 Группа MAGDAS/CPMN, 291 Губко П.А., 213 Гурол С., 421 Долгая А.А., 229 Дружин Г.И., 77, 193, 360 Думбрава З.Ф., 234 Едемский И.К., 80 Ермолаев Д., 421 Ефимов В.А., 260 Живетьев И.В., 27, 119 Жижикина Е.А., 293 Закир З., 421 Заляев Т.Л., 304 Захаренкова И., 421 Зеленый Л.М., 85 Зубачев Д.С., 213 Зуев В.В., 159 Иванов А.В., 360 Иванов В.Н., 213 Иванов М.С., 213 Игнатьев В.М., 168

Икеда Д., 8 Ильин И.А., 270 Инан С., 421 Ипполитов И.И., 154 Исаев А.Ю., 197, 433 Исакевич В.В., 397 Исакевич Д.В., 397 Кабанов Д.М., 51 Кабанов М.В., 154 Казуо Шиокава, 276 Кайсин А.В., 27, 32, 36 Калашникова Т.М., 403 Калинин Ю., 421 Капустина О.В., 344 Кенро Нозаки, 227 Кийохуми Юмото, 227, 291 Клименко В.В., 95 Ковьелло И., 421 Козлов В.И., 101 Колтовской И.И., 168 Коновалова Н.А., 403 Копылова Г.Н., 407 Коррадо Р., 421 Корсунова Л.П., 412 Коршунов В.А., 213 Крупович Е.С., 59 Кузьмин Ю.Д., 428 Кумыков Т.С., 106 Лакава Т., 421 Лапенна В., 421 Лапшин В.Б., 213 Ларионов И.А., 277, 320 Лиси М., 421 Лошкарёв П.А., 282 Луковенкова О.О., 354 Луценко В.И., 197 Майнул Хок М., 421 Макаров Е.О., 201, 397 Макарова М.В., 51 Малова Х.В., 85 Малькова П.Л., 80 Манабу Шинохара, 227, 291 Мандрикова О.В., 119, 293, 298, 304, 310 Манжелий М.И., 70 Марапулец Ю.В., 277, 316, 320, 349 Марапулец Ю.В., 354 Мареев Е.А., 95 Маричев В.Н., 124, 129, 135, 140, 144, 213 Матвиенко Г.Г., 372 Мельников А.Н., 77, 360, 433

Мисслинг К.Д., 421 Михайлова Г.А., 344 Мищенко М.А., 277, 320, 349 Муллаяров В.А., 101 Мусиенко В.А., 282 Нагорский П.М., 154, 159 Непомнящий Ю.А., 164, 418 Николашкин С.В., 168, 213 Новиков П.В., 213 Нозому Нишитани, 276 Нощенко Д.С., 270 Осипчук В.Н., 59 Павлов А.В., 388 Панчишкина И.Н., 171, 176 Паровик Р.И., 325 Пасиелло П., 421 Пергола Н., 421 Пережогин А.С., 47, 164, 270, 384 Петрачча Р., 421 Петров А.И., 171, 176 Петрова Г.Г., 171, 176 Петрукович А.А., 85 Писциелли С., 421 Поддельский И.Н., 234, 276 Полех Н.М., 47 Половцева Е.Р., 55 Полозов Ю.А., 310 Полтавцева Е.В., 392 Полюхова А.Л, 32 Полюхова А.Л., 27 Попов В.Ю., 85 Попова А.В., 439 Похунков А., 421 Приходько А.В, 32 Пулинец С., 421 Пустивалова Л., 421 Пухов В.М., 433 Пхалагов Ю.А., 154 Радиевский А., 421 Ракеш Рой, 383 Решетников А.А., 168 Романов А., 421 Романов А.А., 27, 32 Рубай Д.В., 260 Руленко О.П., 320, 428 Самохвалов И.В., 181 Санников Д.В., 193, 433 Семаков Н.Н., 330 Серафимова Ю.К., 339 Сердюков В.И., 51, 55

Серио С., 421 Сероветников А.С., 186 Сивоконь В.П., 186, 193, 217 Сизова Е.Г., 407 Синица Л.Н., 51, 55 Смирнов С.В., 154 Смирнов С.Э., 276, 344 Соловьев И.С., 298 Солодчук А.А., 277, 349 Старостина О.П., 176 Тарабукина Л.Д., 101 Теиджи Йозуми, 227 Титов С.В., 168 Торопов А.А., 101 Тохиян О.О., 282 Трамутоли В., 421 Тристанов А.Б., 354 Трусов С., 421 Тсуда Т. и IUGONET, 8 Тулинов Г.Ф., 213 Уваров В.Н., 197, 433 Фалконьери А., 421 Фаруоло М., 421 Фещенко Л.К., 255 Филицола К., 421 Фирстов П.П., 201, 360, 397 Фролов В.Л., 207 Хегай В.В., 412 Хомутов С.Ю., 234 Цибуля К., 421 Черемисин А.А., 213 Чернев И.И., 201 Чернева Н. В., 217, 360 Чернева Н.В., 77, 193, 201 Черный И., 421 Черняк Ю., 421 Шагимуратов И., 421 Шаталина М.В., 95 Шевцов Б.М., 47, 164, 213, 227, 276, 277, 291 Шереметьева О.В., 439 Шизо Г., 421 Шин Сузуки, 276 Шинбори А., 8 Шишкин А.А., 282 Шмидт Х., 72 Щербина А.О., 316 Эргинтав С., 421 Юичи Отсука, 276 Юмото Р., 8 Яковски Н., 421

Янке В.Г., 304 Ясюкевич Ю.В., 80 Ятагай А., 8

Содержание

Физика атмосферы	5
Абе С., Шинбори А., Ятагай А., Икеда Д., Юмото Р., Тсуда Т. и IUGONET Гло- бальные характеристики связи между экваториальными электроджетами и нейтральным ветром в области мезосфера-термосфера-ионосфера	6
Балабин Ю.В., Германенко А.В. Регулярные и стохастические вариации в раз-	
личных компонентах вторичных космических лучей	10
Бикташ Л.З. Годовые вариации критической частоты юF2 на экваториальной станции ионизационной аномалии во время двух последних солнечных ми- нимумов	16
Богатов Н.А. Электромагнитное поле, генерируемое капиллярными колебаниями капель	22
Богданов В.В., Живетьев И.В., Кайсин А.В., Полюхова А.Л., Романов А.А. Ком-	
плексное исследование волновых процессов в ионосфере над Камчаткой Богданов В.В., Кайсин А.В., Полюхова А.Л., Приходько А.В., А.А. Романов А.А.	27
ионосферы	32
Богданов В.В., Каисин А.В. О возможном самосогласованном механизме форми-	36
Брюханова В.В. Влияние микроструктуры облака на состояние поляризации ли- дарного сигнала	42
Бычков В.В., Пережогин А.С., Шевцов Б.М., Полех Н.М. Лидарные отражения верхней атмосферы Камчатски в условиях геомагнитных возмущений	47
Васильченко С.С., Сердюков В.И., Синица Л.Н., Воронин Б.А., Кабанов Д.М., Макарова М.В. Измерения общего содержания водяного пара по солнечному	
спектру атмосферы	51
вениями	55
Воейков С.В., Осипчук В.Н., Крупович Е.С. Исследование зависимости интен- сивности вариаций ПЭС от геометрии радиозондирования с помощью ГНСС	59
Голубков Г.В., Манжелий М.И. Дециметровое и инфракрасное излучения нижней ионосферы в цериолы повышения солнечной активности	63
Груздев А.Н., Безверхний В.А., Шмидт Х., Брассёр Г.П. Воздействие вариаций коротковолновой солнечной ралиации на состав и динамику атмосферы по	00
данным наблюдений и модельным расчетам	72
Дружин Г.И., Мельников А.Н., Чернева Н.В. О влиянии рентгеновских источни- ков на амплитуду суточных периодов ОНЧ-излучений	77
Едемский И.К., Малькова П.Л., Ясюкевич Ю.В. Особенности генерации солнеч- ным терминатором волновых пакетов, полученные по данным GPS в течение	
2008 г. в различных широтных регионах	80

Зеленый Л.М., Артемьев А.В., Васько И.Ю., Петрукович А.А., Малова Х.В., По-
пов В.Ю. Токовые слои в магнитосферных хвостах Земли и Венеры 85
Клименко В.В., Мареев Е.А., Шаталина М.В. Об уровне флуктуаций атмосфер-
ного электрического поля в области периодов $\mathrm{T}=1\div 100$ суток 95
Козлов В.И., Муллаяров В.А., Тарабукина Л.Д., Торопов А.А. Исследование электрического поля в Якутске в 2009-2012 гг
Кумыков Т.С. К вопросу математического молелирования электрокинетических
явлений в облачной среде
Леонович А.С., Мазур В.А. О резонансных свойствах магнитосферы Земли 111
Мандрикова О.В., Глушкова Н.В., Живетьев И.В. Метод моделирования и про-
гнозирования ионосферных данных на основе совмещения вейвлет-преобразования
и моделей авторегрессии-проинтегрированного скользящего среднего 119
Маричев В.Н. Исследование вертикальной стратификации фонового наполнения
стратосферы аэрозоля над Томском в 2011гг., выполненные на лидарной станции ИОА СО РАН
Маричев В.Н., Бочковский Л.А. Анализ потенциальных возможностей лидарных
измерений плотности воздуха в средней атмосфере
Маричев В.Н., Бочковский Д.А. Поведение вертикального распределения темпе-
ратуры и плотности воздуха в средней атмосфере над Томском во время
стратосферных потеплений и спокойные периоды
Маричев В.Н. Лидарные исследования проявлений внезапных стратосферных по-
теплений над Томском зим 2010/11 и 2011/12гг
Маричев В.Н., Бочковский Д.А. Лидарные измерения плотности воздуха в сред-
ней атмосфере. Моделирование потенциальных возможностей в УФ-области
спектра
Муллаяров В.А., Дружин Г.И., Аргунов В.В., Абзалетдинова Л.М., Мельников
А.Н. Двухпунктовый мониторинг сейсмоактивных областей в Камчатском
регионе с помощью сигналов грозовых разрядов
Нагорский П.М., Ипполитов И.И., Кабанов М.В., Пхалагов Ю.А., Смирнов С.В.
Вариации метеорологических и атмосферно-электрических величин в дымах
от мощных лесных пожаров
Нагорский П.М., Зуев В.В. Оценки состояния и динамики D-области ионосферы
космическими радиосредствами
Непомнящий Ю.А., Пережогин А.С., Шевцов Б.М. Исследование динамики вы-
соковозбужденных состояний атомов верхней атмосферы 164
Николашкин С.В., Аммосов П.П., Игнатьев В.М., Титов С.В., Колтовской И.И.,
Решетников А.А. Вертикальные температурные вариации в зимнеи атмо-
сфере над Якутском по данным оптических измерении
панчишкина и.п., петрова г.г., петров А.и. Атмосферно-электрический крите-
рии аэрозольного и радиоактивного загрязнения атмосферы
тистрова 1.1., Петров А.И., Панчишкина И.П., Отаростина О.П. Гадон-222 как фактор, опродолщощий электрицеское состоящие призомного слоя этмосфорц 176
Сэмохранов И.В. Обнаружение кристалициоских настии в атмосферы 170
пазерного поляризационного зонлирования
Сероветников А.С. Сивоконь В.П. Геомагнитно-индуцированные токи в электри-
ческих сетях Камчатки
Сивоконь В.П., Санников Д.В., Чернева Н.В., Дружин Г.И. Нелинейные явления
в вистлерах
Уваров В.Н., Луценко В.И., Исаев А.Ю. Связь геоакустической эмиссии и есте-
ственного электромагнитного поля

Фирстов П.П., Чернев И.И., Макаров Е.О., Чернева Н.В. Исследование воздей-	
ствия пароводяной смеси на геосреду при свободном истечении в атмосферу	
(Мутновское месторождение парогидротерм, Камчатка)	201
Фролов В.Л. Результаты экспериментальных исследований пространственной струг	K-
туры возмущённой области ионосферы	207
Черемисин А.А., Новиков П.В., Иванов В.Н., Зубачев Д.С., Коршунов В.А., Лап-	
шин В.Б., Иванов М.С., Галкин К.А., Губко П.А., Антонов Д.Л., Тулинов	
Г.Ф., Николашкин С.В., Маричев В.Н., Бычков В.В., Шевцов Б.М. Наблюде-	
ния аэрозольных слоев в верхней стратосфере после падения чебаркульского	
метеорита	213
Чернева Н.В., Агранат И.В., Сивоконь В.П., Водинчар Г.М., Lichtenberger J. Co-	
поставление свистящих атмосфериков с грозовой активностью	217
Posture ward w we provide the move	იიი
Анинира Инада, Кийаници Юмата, Манаби Шинанара, Тандици Йарини, Канра	<i>444</i>
Нозаки Акимаса Йошикара, Бишкар В.В. Шариар Б.М. Вариации электри	
ноского и мариитиого ноля, срязани ю с Р;2	<u> </u>
Ческого и магнитного поля, связанные с $112 \dots \dots \dots \dots$	220
Акманова Д.1., Бикулин А.Б., Долгая А.А. Бзаимодеиствие вулканизма, сеисмич-	220
Бабауанов И Ю Басадаов М Л. Лумбрава З Ф. Поддоц ский И Н. Хомутов	229
C IO HORIG MATURTONOTDI CSM 10FD (CFM Systems) H Mag 01H (Bartington	
Instruments Ltd) Ha officendary MKUP JBO PAH www.asymownocru B reo-	
физических исследованиях	234
Балабин Ю В. Германенко А.В. Возрастания гамма-фона при осалках: энергети-	201
ческий баланс и вопрос происхожления	239
Богомолов Л.М. От гипотезы полземных гроз к молелям взаимосвязи сейсмич-	-00
ности и электромагнитных эффектов	244
Борисов С.А., Борисов А.С. Гилрофонные наблюления микросейсмической ак-	
тивности на Южных Курильских островах в 2011-2012 гг	250
Водинчар Г.М., Фещенко Л.К. Динамо в сферической оболочке, управляемое соб-	
ственными модами оператора Пуанкаре	255
Грунская Л.В., Ефимов В.А., Рубай Д.В. Исследование взаимосвязи лунно-солнечн	ЫХ
приливов с электромагнитным слоем пограничного слоя атмосферы	260
Дудко О.В., Лаптева А.А. О закономерностях распространения деформаций из-	
менения формы в несжимаемой нелинейно-упругой среде	265
Ильин И.А., Нощенко Д.С., Пережогин А.С. Фазовые траектории системы Рики-	
таки с трением	270
Казуо Шиокава, Юичи Отсука, Нозому Нишитани, Шин Сузуки, Смирнов С.Э.,	
Шевцов Б.М., Поддельский И.Н. Наблюдения за свечением атмосферы и	
геомагнитными пульсациями в Паратунке и Стекольном	273
Ларионов И.А., Марапулец Ю.В., Мищенко М.А., Солодчук А.А., Шевцов Б.М.	
Особенности геодеформационных процессов осадочных пород на станции	
Карымшино	277
Лошкарёв П.А., Тохиян О.О., Мусиенко В.А., Шишкин А.А. Развитие Единой	
территориально-распределенной информационной системы как основы рос-	
сийской наземной инфраструктуры дистанционного зондирования Земли из	
космоса	282
Манабу Шинохара, Акихиро Икеда, Акимаса Йошикава, Бычков В.В., Шевцов	
Б.М., Кийохуми Юмото, Группа MAGDAS/CPMN Флуктуации электриче-	
ского поля DP2, наблюдаемые с помощью сети BY радаров FM-CW	286

Мандрикова О.В., Жижикина Е.А. Метод анализа геомагнитных данных на ос-	
нове совмещения вейвлет-преобразования с радиальными нейронными сетями	293
Мандрикова О.В., Соловьев И.С., Баишев Д.Г. Модель и алгоритмы анализа гео-	
магнитных данных в задачах выделения геомагнитных возмущений и вы-	
числения индекса геомагнитной активности	298
Мандрикова О.В., Заляев Т.Л., Белов А.В., Янке В.Г. Метод выявления аномалий	
в вариациях космических лучей на основе совмещения вейвлет-преобразования	
с нейронными сетями	304
Мандрикова О.В., Полозов Ю.А. Выделение аномалий в ионосферных парамет-	
рах на основе совмешения кратномасштабного вейвлет-разложения и ней-	
ронных сетей	310
Марапулец Ю.В., Шербина А.О. Особенности азимутального распределения по-	
тока геоакустических сигналов в условиях изменчивости леформационного	
процесса в приповерхностных породах	316
Марапулец Ю В Руденко О П Мишенко М А Ларионов И А Результаты ис-	
следований связи между геоакустической эмиссией и атмосферным электри-	
ческим полем на Камчатке	320
Паровик Р.И. Некоторые свойства фрактального параметрического оснициятора	325
Семаков Н.Н. Особенности изменения магнитного момента Земли по наблюлени-	020
ям в различных точках земной поверхности	330
$P_{\text{арсолича}} B E. Иранора Ю E. Об одном ародонности и урарнении для задан удар-$	000
ного леформирования нелинейно упругих неоднородных сред	334
Серефимора Ю К. Метолические эспекты оценки триггорного воздействия сезон-	001
ности на сейсмичность	339
Смирнов С.Э. Михайдова Г.А. Капустина О.В. Воздействие геомагнитных бурь	005
C_{M}	
па квазистатическое электрическое поле и метеорологические величины в	344
Маранияны Ю.В. Солоничк А.А. Резингаты исследования сутопных варианий	011
геоакустической эмиссии на озере Микижа в период 2006-2011 гг	349
Mapanyunu HOB Thurshop A B. Thurshop OO Advance A A. Aptoma-	040
тическое вылечение импульсов геоакустической эмиссии на основе метода	
	354
Чорнора H B. Моли никор A H. Holzworth B H. Иранор A B. Лружин Г И. Фир	004
стор П П Илентификация молний с облаками пепла аксплозирных изрерже-	
ний Камиатки	360
	500
Физика предвестников землетрясений	366
Алимов О А Блохин А В Влияние сейсмической активности на развитие тур-	000
будентности в спорадическом слое $E_{\rm c}$ ионосферы	367
Алексеев В А Алексеева Н Г Гришин А И Матвиенко Г Г Аэрозольные пред-	001
вестники землетрясений в нижней атмосфере в районах тектонической ак-	
тивности	372
Барин Кумар Ле. Абхилжит Чоулхури. Анирбан Гуха. Ракеш Рой Статистиче-	012
ский отчет по вертикальному электрическому полю атмосферы как прел-	
вестнику землетрясений, наблюдаемому на Северо-Востоке Инлии	378
Боброва М.Е., Пережогин А.С. Леформационные изменения земной коры в обла-	2.0
сти повышенных тектонических напряжений	384
Богланов В.В., Павлов А.В. Анализ особенностей пространственно-временных	
распределений сейсмических событий Камчатского региона за 1990 – 2013	
	200
	000

Гаврилов В.А., Бусс Ю.Ю., Полтавцева Е.В. Применение подземных электриче-	
ских антенн в системе мониторинга напряженно-деформированного состоя-	
ния геосреды	92
Исакевич В.В., Исакевич Д.В., Грунская Л.В., Фирстов П.П., Макаров Е.О. Адап-	
тация анализатора собственных векторов и компонент сигнала для данных	
мониторинга почвенного радона на сети станций Петропавловск - Камчат-	
ского геодинамического полигона с целью выявления предвестниковых ано-	~ -
малий сильных землетрясений	97
Коновалова Н.А., Алимов О.А., Калашникова Т.М. Сейсмическая регистрация	~ ~
взрыва в атмосфере суперболида и его геофизические параметры 40	03
Копылова Г.Н., Сизова Е.Г. Среднесрочный прогноз сейсмического события 28	
февраля 2013 г., M=6.9, Камчатка, по данным уровнемерных наблюдений в	~ -
скважине Е-1: пример параметризации предвестника	J'I
Корсунова Л.П., Хегай В.В. Об эффективности метода поиска ионосферных пред-	
вестников землетрясений по параметрам спорадического слоя Е и регуляр-	10
ного слоя F2	12
Непомнящий Ю.А. Аппаратно-программный комплекс для регистрации дефор-	10
мации приповерхностных пород	18
Романов А., Романов А., Грамутоли В., Инан С., Яковски Н., Пулинец С., Фи-	
лицола К., Шагимуратов И., Пергола Н., Гензано Н., Серио С., Лиси М.,	
Коррадо Р., Гримальди К., Фаруоло М., Петрачча Р., Эргинтав С., Закир	
5., Алпарслан Е., Гурол С., Майнул Хок М., Мисслинг К.Д., Билкен Б., Бор-	
рис С., Калинин Ю., циоуля К., Гинзоург Е., Похунков А., Пустивалова Л.,	
П Коргонио И Фанконгори А. Зауаронкора И. Чориск Ю. Раднорский	
А. Панения В. Баласко М. Писименти С. Пакара Т. Шизо Г. Проскт PPF	
A., JIAIDEHHA D., DAJIACKO M., HUCQUEJJU O., JIAKABA I., HUJO I. HPOEKI I RE-EARTHOUAKES – MOUNTOPHUE HPOLEOCTURKOR 20M JOTDGCOUND: CTD2TOPHG N	
порвно розущитети	91
Первые результаты	<u>4</u> 1
на Камчатке перед катастрофическим землетрясением в Японии 11 марта	
$2011 _{\Gamma}$	28
Vваров В.Н. Исаев А.Ю. Пухов В.М. Санников Л.В. Мельников А.Н. Акусто-	20
электромагнитная эмиссия литосферы	33
Шереметьева О В Попова А В Характеристики сейсмического процесса в рам-	,,,
ках статистической диффузионной модели пластических течений 4	39

Contents

Physics of Atmosphere	5
Shuji Abe, Atsuki Shinbori, Akiyo Yatagai, Daisuke Ikeda, Kiyohumi Yumoto, Toshitaka	
and neutral wind in the Mesosphere-Thermosphere-Ionosphere region	6
Balabin Yu.V., Germanenko A.V. Regular and stochastic variations in different	0
components of secondary cosmic rays	10
Biktash L.Z. Annual Variations of the Critical Frequency foF2 at the Equatorial	
Ionization Anomaly Station during the Two Last Solar Minima	16
Bogatov N.A. The electromagnetic field generated by capillary drops oscillations Bogdanov V.V., Zhivetiev I.V., Kaisin A.V., Polukhova A.L., Romanov A.A. Complex	22
study of wave processes in the ionosphere over Kamchatka	27
Bogdanov V.V., Kaisin A.V., Polyukhova A.L., Romanov A.A. Influence of winter	
cyclones of Kamchatka region on ionosphere electron distribution	32
Bogdanov V.V., Kaisin A.V. Possible self-consistent mechanism of formation and	
disintegration of a ring current	36
Bryukhanova V.V. Cloud microstructure effect on the polarization state of lidar signal Bychkov V.V., Perezhogin A.S., Shevtsov B.M., Polech N.M. Lidar backscattering	42
signals from the upper atmosphere at Kamchatka in geomagnetic disturbances .	47
Vasilchenko S.S., Serdyukov V.I., Sinitsa L.N., Voronin B.A., Kabanov D.M., Makarova	
M.V. Measurements of water vapor total content in the solar spectrum of the	۳1
	51
Vasilchenko S.S., Serdyukov V.I., Sinitsa L.N., Voronin B.A., Polovtseva E.R. Study	55
Voorkey S.V. Osinchuk V.N. Study of the dependence of TEC variation intensity on	55
radiosounding geometry by CNSS	50
Golubkov G V Manzhelii M I Decimeter and infrared radiation of lower ionosphere	09
at a period of high solar activity	63
Gruzdev A N Bezverkhny V A Schmidt H Brasseur G P Effect of variations in	00
short wave solar radiation on atmosphere composition and dynamics according	
to observations and modeling	72
Druzhin G.I., Mel'nikov A.N., Cherneva N.V. X-ray source effect on VLF radiation	• -
diurnal period amplitude	77
Edemskiy I.K., Malkova P.L., Yasyukevich Yu.V. Features of wave packet generatin	
by solar terminator according to GPS data from different latitude regions for 2008	80
Zelenyi L.M., Artemyev A.V., Petrukovich A.A., Vasko I.Y., Malova H.V., Popov V.Y.	
Thin current sheets in the Earth and Venus magnetotails	85
Klimenko V.V., Mareev E.A., Shatalina M.V. On the level of atmospheric electric field	
fluctuations at the long periods: $T=1 \div 100 \text{ days}$	95
Kozlov V.I., Mullayarov V.A., Tarabukina L.D., Toropov A.A. Research of the electric	
field in Yakutsk in 2009-2012	101
Kumykov T.S. To the question of mathematical modeling of electrokinetic phenomena	
in cloudy environment	106

Leonovich A.S., Mazur V.A. On resonance properties of the Earth's magnetosphere Mandrikova O.V., Glushkova N.V., Zhivetiev I.V. Method of modeling and forecastin	9. 111 ng
of ionospheric data based on the combination of wavelet transform and autoregre	essive-
integrated moving average models	119
Marichev V.N. Investigation of variability of the background aerosol vertical structure	re
above Tomsk in 2010–2011 carried out at IOA SB RAS lidar observatory $~$.	124
Marichev V.N., Bochkovsky D.A. Analysis of potential capabilities of lidar measureme	ents
of air density in the middle atmosphere	129
Marichev V.N., Bochkovsky D.A. Behavior of air temperature and density vertice	al
distribution in the middle atmosphere above Tomsk during stratospheric warmin	ıg
and quiet periods	135
Marichev V.N. Lidar investigations of sudden stratospheric warmings over Tomsk i	in
winters of $2010/11$ and $2011/12$	140
Marichev V.N., Bochkovsky D.A. Lidar measurements of air density in the midd	le
atmosphere. Modeling of potential capabilities in spectrum UV region	144
Mullayarov V.A., Druzhin G.I., Argunov V.V., Abzaletdinova L.M., Melnikov A.N	۷.
Two-point monitoring of seismic areas in Kamchatka region by lightning discarg	ge
signals	149
Nagorsky P.M., Ippolitov I.I., Kabanov M.V., Pkhalagov Yu.A., Smirnov S.V. Variati	ons
of meteorological and atmospheric-electrical quantities in the plumes from power	rful
forest fires	154
Nagorsky P.M., Zuev V.V. Assessment of the Status and Dynamics of the Ionospher	10
D region Using Space-Based Radio Facilities	159
Nepomnyashchiy Y.A., Perezhogin A.S., Shevtsov B.M. Dynamics of highly excite	2d 1.04
atoms of the upper atmosphere	· · 104
Nikolashkin S.V., Ammosov P.P., Ignatlev V.M., 11tov S.V., Koltovskoy I.I., Resneth	IKOV
r.r. vertical temperature variations in winter atmosphere above fakutsk t)y 169
$\mathbf{P}_{\mathbf{r}}$	100 ol
and radioactive pollution of the atmosphere	171
Petrova C.C. Petrov A.I. Panchishkina I.N. Starostina O.P. Badon-222 as a facto	•••••••
determining atmosphere near ground layer electrical condition	1, 176
Samokhvalov I V Detection of crystalline particles in the atmosphere by the metho	110 M
of polarization laser sensing	181
Serovetnikov A.S., Sivokon V.P. Research of geomagnetically induced currents i	in in
Kamchatka powergrid	186
Sivokon' V.P., Sannikov D.V., Cherneva N.V., Druzhin G.I. Nonlinear phenomena i	in
whistlers	193
Uvarov V.N., Isaev A. Yu., Lutsenko V.I. Relation of geoacoustic emission and natura	al
electromagnetic field	197
Firstov P.P., Chernev I.I., Makarov E.O., Cherneva N.V. Investigation of steam mixtu	ıre
effect on geomedium during its free outflow into the atmosphere (Mutnovl	KS
parohydroterm field, Kamchatka)	201
Frolov V.L. The results of experimental studies of the spatial structure of the disturbe	ed
region of the ionosphere	207
Cheremisin A.A., Novikov P.V. Observations of aerosol layers in the upper stratosphere	re
after falling Chebarkulsko meteorite	213
Cherneva N.V., Agranat I.V., Sivokon' V.P., Vodinchar G.M., Lichtenberger J. Comp	arison
of whistlers with lightning activity	217
Geophysical Fields and Their Interaction	222

 Kento Nozadi, Bychkov V.V., Snevtsov B.M. F12-associated tonosperic Doppler Velocity and Magnetic Pulsation at Mid-latitude MAGDAS Station
 Akmanova D.R., Vikulin A.V., Dolgaya A.A. Interaction of volcanism, seismicity and tectonics as a geodynamic process
 Akhialova D.R., Vikum Y., Dolgaya A.A. Interaction of volcalish, setsion 229 Babakhanov I.Y., Basalaev M.L., Dumbrava Z.F., Khomutov S.Y., Poddelsky I.N. New magnetometers GSM-19FD (GEM Systems) and Mag-01H (Bartington Instruments Ltd) at observatories of IKIR FEB RAS and its opportunities for geophysical researches
 Babakhanov I.Y., Basalaev M.L., Dumbrava Z.F., Khomutov S.Y., Poddelsky I.N. New magnetometers GSM-19FD (GEM Systems) and Mag-01H (Bartington Instruments Ltd) at observatories of IKIR FEB RAS and its opportunities for geophysical researches
 New magnetometers GSM-19FD (GEM Systems) and Mag-01H (Bartington Instruments Ltd) at observatories of IKIR FEB RAS and its opportunities for geophysical researches
 Licky haghetonicete's GMF13/ED (GEAM Systems) and Mageoff1 (Battington Highet Miller S Licky at observatories of IKIR FEB RAS and its opportunities for geophysical researches
10.1 avoid of the transformation of the intervention modeling according to neutron monitors data and detection of the intervention modeling according to neutron monitors data and detection of the intervention modeling according to neutron monitors data and detection of the intens
 Balabin Yu.V., Germanenko A.V. Gamma background increase during precipitation: its origin and energy balance
 Danion Tull, V., Germannik M. Y., Germannik Stageromit interease during precipitation. 239 Bogomolov L.M. From hypothesis of undeground discharges towards models of relationship of seismicity and electromagnetic effects
 Bogomolov L.M. From hypothesis of undeground discharges towards models of relationship of seismicity and electromagnetic effects
 Describer of a seismicity and electromagnetic effects. Construction of the electromagnetic electromagnetic effects. Construction of the electromagnetic electroma
 Borisov S.A., Borisov A.S. Hydrophone monitoring of microscismic activity on the Southern Kuril Islands in 2011-2012
 Southern Kuril Islands in 2011-2012. 250 Vodinchar G.M., Feshchenko L.K. Dynamo in a spherical shell, controlled by Poincaré operator eigenmodes 255 Grunskaya L. V., Efimov V.A., Rubay D. V. Investigation of the interrelation of moonsolar tides with electromagnetic layer of the atmosphere boundary layer 260 Dudko O.V., Lapteva A.A. About the regularities of propagation of shift deformations in incompressible nonlinear-elastic media 265 Il'in I.A., Noshchenko D.S., Perezhogin A.S. About Rikitaki system for geodynamo modeling 270 Shiokawa K., Nomura R., Otsuka Y., Nishitani, N., Suzuki S., Smirnov S.E., Shevtsov B.M., Poddelsky I. Observations of airglow and geomagnetic pulsations at Paratunka and Stecolny 273 Larionov I.A., Marapulets Yu.V., Mizhchenko M.A., Solodchuk A.A., Shevtsov B.M. Peculiarities of sedimentary rock geodeformation processes at "Karimshina" station277 Loshkarev P.A., Tohkiyan O.O., Musienko V.A., Shishkin A.A. Development of a United Geographically-Distributed Information System as the basis of Russia ground infrastructure for Earth remote sensing from space 282 Mandrikova O.V., Zhizhikina E.A. Method of geomagnetic data analysis based on the combination of wavelet transform with radial basis neural networks 293 Mandrikova O.V., Zalyaev T.L., Belov A.V., Yanke V.G. Cosmic ray variation modeling according to neutron monitors data and detection of their intensity ground enhancement precursors 304
 Vodinchar G.M., Feshchenko L.K. Dynamo in a spherical shell, controlled by Poincaré operator eigenmodes
operator eigenmodes 255 Grunskaya L. V., Efimov V.A., Rubay D. V. Investigation of the interrelation of moon- solar tides with electromagnetic layer of the atmosphere boundary layer 260 Dudko O.V., Lapteva A.A. About the regularities of propagation of shift deformations in incompressible nonlinear-elastic media 265 Il'in I.A., Noshchenko D.S., Perezhogin A.S. About Rikitaki system for geodynamo modeling 265 Shiokawa K., Nomura R., Otsuka Y., Nishitani, N., Suzuki S., Smirnov S.E., Shevtsov B.M., Poddelsky I. Observations of airglow and geomagnetic pulsations at Paratunka and Stecolny 273 Larionov I.A., Marapulets Yu.V., Mizhchenko M.A., Solodchuk A.A., Shevtsov B.M. Peculiarities of sedimentary rock geodeformation processes at "Karimshina" station277 1 Loshkarev P.A., Tohkiyan O.O., Musienko V.A., Shishkin A.A. Development of a United Geographically-Distributed Information System as the basis of Russia ground infrastructure for Earth remote sensing from space 282 Mandrikova O.V., Zhizhikina E.A. Method of geomagnetic data analysis based on the combination of wavelet transform with radial basis neural networks 293 Mandrikova O.V., Solovyev I.S. Model and algorithms for geomagnetic data analysis in the tasks of detection of geomagnetic disturbances and calculation of geomagnetic activity index 298 Mandrikova O.V., Zalyaev T.L., Belov A.V., Yanke V.G. Cosmic ray variation modeling according to neutron monitors data and detection of their intensity ground enhancement precursors 304
 Grunskaya L. V., Efimov V.A., Rubay D. V. Investigation of the interrelation of moon-solar tides with electromagnetic layer of the atmosphere boundary layer
solar tides with electromagnetic layer of the atmosphere boundary layer 260 Dudko O.V., Lapteva A.A. About the regularities of propagation of shift deformations in incompressible nonlinear-elastic media
 Dudko O.V., Lapteva A.A. About the regularities of propagation of shift deformations in incompressible nonlinear-elastic media
 in incompressible nonlinear-elastic media
 II'in I.A., Noshchenko D.S., Perezhogin A.S. About Rikitaki system for geodynamo modeling
 modeling
 Shiokawa K., Nomura R., Otsuka Y., Nishitani, N., Suzuki S., Smirnov S.E., Shevtsov B.M., Poddelsky I. Observations of airglow and geomagnetic pulsations at Paratunka and Stecolny
 B.M., Poddelsky I. Observations of airglow and geomagnetic pulsations at Paratunka and Stecolny
 and Stecolny
 Larionov I.A., Marapulets Yu.V., Mizhchenko M.A., Solodchuk A.A., Shevtsov B.M. Peculiarities of sedimentary rock geodeformation processes at "Karimshina" station277 Loshkarev P.A., Tohkiyan O.O., Musienko V.A., Shishkin A.A. Development of a United Geographically-Distributed Information System as the basis of Russia ground infrastructure for Earth remote sensing from space
 Peculiarities of sedimentary rock geodeformation processes at "Karimshina" station277 Loshkarev P.A., Tohkiyan O.O., Musienko V.A., Shishkin A.A. Development of a United Geographically-Distributed Information System as the basis of Russia ground infrastructure for Earth remote sensing from space
 Loshkarev P.A., Tohkiyan O.O., Musienko V.A., Shishkin A.A. Development of a United Geographically-Distributed Information System as the basis of Russia ground infrastructure for Earth remote sensing from space
 United Geographically-Distributed Information System as the basis of Russia ground infrastructure for Earth remote sensing from space
 ground infrastructure for Earth remote sensing from space
 Mandrikova O.V., Zhizhikina E.A. Method of geomagnetic data analysis based on the combination of wavelet transform with radial basis neural networks
 Combination of wavelet transform with radial basis neural networks
 Mandrikova O.V., Solovyev I.S. Model and algorithms for geomagnetic data analysis in the tasks of detection of geomagnetic disturbances and calculation of geomagnetic activity index
 the tasks of detection of geomagnetic disturbances and calculation of geomagnetic activity index
 Mandrikova O.V., Zalyaev T.L., Belov A.V., Yanke V.G. Cosmic ray variation modeling according to neutron monitors data and detection of their intensity ground enhancement precursors Mandrikova O.V., Polozov Yu.A. Selection of anomalies in ionospheric parameters on
according to neutron monitors data and detection of their intensity ground enhancement precursors
enhancement precursors
Mandrikova O.V., Polozov Yu.A. Selection of anomalies in ionospheric parameters on
Manufikova O.V., Položov Tu.A. Selection of anomalies in follospheric parameters on
the basis of combination of multiscale wavelet-decomposition and neural networks 310
Marapulets Vu V Shcherbing A O Features of geoacoustic signal flow azimuthal
distribution in the conditions of deformation process variability in the near-
surface rocks
Marapulets Yu.V., Rulenko O.P., Mishchenko M.A., Larionov I.A. Results of investigation
-
of the relation between geoacoustic emission and atmospheric electric field in
of the relation between geoacoustic emission and atmospheric electric field in Kamchatka
of the relation between geoacoustic emission and atmospheric electric field in Kamchatka
of the relation between geoacoustic emission and atmospheric electric field in Kamchatka

Ragozina V.E., Ivanova Yu.E. The evolution equation for the shock deformation	
problems of nonlinear elastic inhomogeneous mediums	. 334
Serafimova Yu.K. Methodical aspects of estimation of trigger effect of seasonal prevalence	e
on seismicity	. 339
Smirnov S.E., Mikhailova G.A., Kapustina O.V. Geomagnetic storm effect on quasi-	
static electric field and meteorological quantities in the near-ground atmosphere	344
Solodchuk A.A., Marapulets Yu.V., Mishchenko M.A. The results of investigation of	
geoacoustic emission daily variation at Mikizha Lake during 2006-2011	. 349
Tristanov A.B., Marapulets Y.V., Lucovencova O.O., Afanasieva A.A. Sparse approxima	ation
method in the analysis of acoustic emission signal morphological features	. 354
Cherneva N.V., Mel'nikov A.N., Holzworth R.H., Ivanov A.V., Druzhin G.I., Firstov	
P.P. Identification of lightning with explosive eruption ash clouds of Kamchatka	360
Physics of earthquake precursors	. 366
Alimov O.A., Blokhin A.V. Seismic activity effect on turbulence development in E_s	
sporadic layer of the ionosphere	. 367
Alekseev V.A., Alekseeva N.G., Grishin A.I., Matvienko G.G. Aerosol precursors of	
earthquakes in the lower atmosphere in the areas of tectonic activity	. 372
Choudhury A., Guha A., De B.K., Roy R. A statistical report on atmospheric vertical	
electric field as a precursory for earthquakes observed from North-East India .	. 378
Bobrova M.E., Perezhogin A.S. Deformation changes of the Earth's crust in the area	
of high tectonic stress	. 384
Bogdanov V.V., Pavlov A.V. Analysis of peculiarities of seismic event spatio-temporal	
distributions in Kamchatka region during $1990 - 2013$ based on probabilistic mode	el388
Gavrilov V.A., Poltavtseva E.V., Booss Ju.Ju. Application of underground electric	
antennas in the stress-stain state monitoring system of geological environment	. 392
Isakevich V.V., Isakevich D.V., Grunskaya L.V, Firstov P.P., Makarov O.E. The	
adaptation of the analyzer of eigen vectors and a signal component for the soil	
radon monitoring data at the net of the stations of Petropavlovsk-Kamchatsky	
geodynamical ground with the aim to expose herald anomalies of heavy earthquake	es397
Konovalova N.A., Alimov O.A., Kalashnikova T.M. Seismic detection of superbolide	
explosion in the atmosphere	. 403
Kopylova G.N., Sizova E.G. Medium-term forecast of the seismic event on February	
28, 2013, M = 6.9, Kamchatka, on the data of water level observations in E-1	
well : an example of precursor parametrization	. 407
Korsunova L. P., Khegay V. V. On the efficiency of the method for selection of	
ionospheric precursors of earthquakes based on the parameters of Es and F2	
layers	. 412
Nepomnyashchiy Y.A. Hardware-software system for the registration of surface rock	410
	. 418
Romanov Aleksey, Romanov Aleksandr Project PRE-EARTHQUAKES - monitoring	401
earthquake precursors: strategy and first results	. 421
Rulenko O.P., Kuzmin Yu.D. Increase of radon and thoron volumetric activity at	400
Kamenatka before the catastrophic earthquake in Japan on March 11, 2011	. 428
oloctromognetic radiation of the lithesphere	499
Shorometrova $O V$ – Popova $A V$ – Characteristics of the gaismic process within the	. 400
statictical diffusion model of plactic flows	120
	. 439

Научное издание

СОЛНЕЧНО-ЗЕМНЫЕ СВЯЗИ И ФИЗИКА ПРЕДВЕСТНИКОВ ЗЕМЛЕТРЯСЕНИЙ

VI международная конференция, с. Паратунка, Камчатский край, 9-13 сентября 2013 г.

Сборник докладов

Ответственный редактор Шевцов Борис Михайлович, доктор физико-математических наук

Одобрено Ученым советом Института космофизических исследований и распространения радиоволн ДВО РАН

Доклады представлены в авторский редакции

Технические редакторы: Булгакова В.Б., Игнатьева О.В., Пережогин А.С.

1 электрон. опт. диск – Систем. требов.: привод CD-ROM, ЭВМ с ПО чтения файлов Portable Document Format v. 1.4