

УДК 621.396.98; 629.783; 550.388

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ ПАРАМЕТРЫ МОДЕЛИ СРЕДНЕМАСШТАБНЫХ ПЕРЕМЕЩАЮЩИХСЯ ИОНОСФЕРНЫХ ВОЗМУЩЕНИЙ

© 2011 г. Ю. П. Федоренко¹, В. Н. Федоренко¹, **В. Н. Лысенко²**

¹Харьковский национальный университет им. В.Н. Каразина, Харьков, Украина

²Институт ионосферы Национальной академии наук Украины и Министерства образования
и науки Украины, Харьков, Украина.

e-mail: FedorenkoYP@Mail.ru

Поступила в редакцию 24.06.2009 г.

После доработки 05.05.2010 г.

С использованием трех радиофизических методов исследования пространственно-временного распределения электронной концентрации F-области ионосферы определен ряд параметров среднemasштабных перемещающихся ионосферных возмущений: эффективная толщина атмосферного волновода и высота расположения его оси, пространственный и временной периоды, скорость перемещения, предельные амплитуды возмущений.

1. ВВЕДЕНИЕ

Перемещающиеся ионосферные возмущения (ПИВ) электронной концентрации являются откликом ионосферы на прохождение атмосферных гравитационных волн (АГВ), порождаемых естественными и антропогенными источниками энерговыделения. ПИВ оказывают существенное влияние на характеристики радиоволн в широком диапазоне частот – от ОНЧ до УВЧ. Параметры ПИВ и АГВ связаны между собой, а АГВ играют важную роль в переносе энергии в атмосфере Земли. Именно поэтому весьма актуальной задачей является разработка эмпирической модели таких ионосферных возмущений, поскольку помимо ее прикладных аспектов, она будет способствовать лучшему пониманию физических процессов при зарождении и распространении АГВ–ПИВ.

Обычно ПИВ разделяют на два условных класса, основываясь на их горизонтальной скорости V , пространственной горизонтальной длине волны L и временному периоду T . Крупномасштабными ПИВ называют возмущения с L около и более 1000 км, они встречаются редко, перемещаются от полярных областей по направлению к экватору с $V \approx 0.4–1$ км/с и временными квазипериодами $T \sim 0.5–3$ ч. Часто (но далеко не всегда) они порождаются авроральными возмущениями во время магнитных бурь [Hocke and Schlegel, 1996].

Среднемасштабными ПИВ именуют неоднородности, у которых $L \approx 100–600$ км, $V \approx 0.1–0.25$ км/с и временные квазипериоды $T \approx 0.25–1$ ч. Они обнаруживаются очень часто: от 20 до 90% времени наблюдений [Hunsucker, 1982; Ogawa et al, 1988; Hocke and Schlegel, 1996; Аушев и др., 2002]. На-

правление их перемещения близко к меридиональному, горизонтальная протяженность фронта часто достигает 1000–3000 км, пространственный размер области с ПИВ вдоль меридиана – до 1700 км. Время существования области с ПИВ может превышать 14 ч., при этом максимальные интервалы времени существования отдельных волновых возмущений приближаются к 11–12 ч [Тырнов и др., 2005; Федоренко и др., 2010]. Двигаются они преимущественно от полярных областей в сторону экватора. Природа среднемасштабными ПИВ естественного происхождения пока не установлена (см., например, [Hocke and Schlegel, 1996]).

Следует отметить, что многие ПИВ не подчиняются указанной классификации (на крупно- и среднемасштабные), производимой согласно скорости, временному и пространственному периодам волны [Hocke and Schlegel, 1996]. Пример того, когда одно и то же возмущение проявляет себя по-разному в зависимости от расстояния R до инициирующего источника, показан на рис. 1а. Зависимость $T(R)$ получена нами по результатам измерений, выполненным после самого мощного термоядерного взрыва в 56 Мт, произведенного на высоте 4 км над Новой Землей (СССР) 30 октября 1961 г. [Wickersham, 1966; Row, 1967]. При удалении от места взрыва существенно увеличивается временной квазипериод T : от значений, характерных для среднемасштабных возмущений ($\sim 0.7–1$ ч), до значений, обычно наблюдаемых в крупномасштабных ПИВ ($\sim 1.5–3$ ч). Возрастание T является следствием того, что каждый минимум и максимум (далее экстремумы) цуга исходного возмущения при различных расстояниях (вплоть до 6.5 тыс. км) от места инициирующего воздействия распространяется (в течение около 7 ч) с постоянной скоростью

V_m , значение которой уменьшается с увеличением номера экстремума ПИВ (см. рис. 1б). Такое поведение экстремумов в цуге ПИВ установлено по измерениям, зарегистрированным ионозондами после ядерных взрывов в атмосфере [Wickersham, 1966; Row, 1967; Lomax and Nielson, 1968] и подземных взрывов, по мощности сравнимых с ядерными [Roberts et al., 1982]. Значения V_m плавно уменьшаются от 2.3 до ~0.15 км/с, перекрывая диапазон изменений скоростей, наблюдаемых как для крупно-, так и среднемасштабных ПИВ. Разброс значений V_m для одних и тех же номеров экстремумов, скорее всего, объясняется тем, что в упомянутых исследованиях существенно отличаются значения угла между волновыми векторами ПИВ и геомагнитным полем.

Приведенные данные свидетельствуют также в пользу существования единого механизма распространения ПИВ обоих пространственных масштабов. Однако в настоящее время общепризнанной единой теории порождения и распространения ПИВ не существует. Для среднемасштабных ПИВ имеются лишь две гипотезы.

Согласно первой из них [Госсард и Хук, 1978; Evans et al, 1983; Nalesso and Jacobson, 1993; Порогильцев и Перцев, 1995; Куницын и др., 2007] ПИВ обусловлены волноводным распространением (вдоль поверхности Земли) атмосферной внутренней гравитационной волны (ВГВ). ВГВ — это АГВ, распространяющаяся внутри атмосферного сферического волновода. Амплитуда возмущения электронной концентрации N ионосферы уменьшается от центра волновода в ортогональном направлении к оси волновода (в направлении стратификации плотности атмосферы). При этом волна является продольно-поперечной, направление распространения возмущения происходит вдоль продольной оси волновода, в вертикальной плоскости фазовый фронт АГВ–ПИВ с продольной осью волновода составляет угол, близкий к 90° . Поперечные колебания в такой волне происходят вдоль местной вертикали.

Во второй гипотезе [Press and Harkrider, 1962; Francis, 1974; Григорьев, 1999] под ВГВ понимается волна, возбуждаемая в атмосфере с частотой ниже частоты Брента-Вяйсяля. Такая волна является продольно-вертикальной, и она полностью соответствует АГВ, упомянутой при изложении основных характеристик первой гипотезы. Сущность второй гипотезы состоит в том, что от исходного источника возмущения, находящегося на определенной высоте в атмосфере, распространяются АГВ–ВГВ по всем направлениям. Временной и пространственный периоды этих волн (они задаются дисперсионным уравнением) определяются углом между конкретной лучевой траекторией АГВ и вертикалью. Чем больше этот угол, тем меньше частота АГВ.

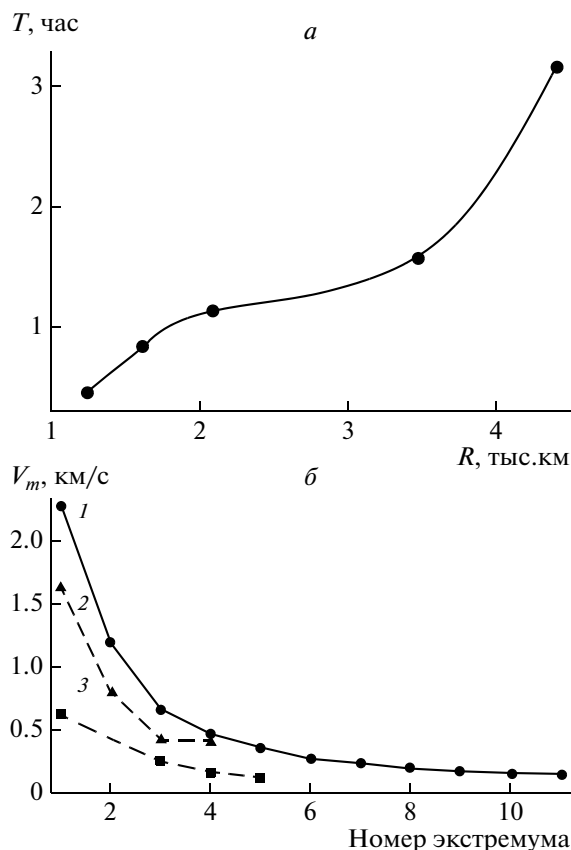


Рис. 1. Результаты, полученные при исследовании возмущений, наблюдаемых после ядерных взрывов. *a* — Зависимость периода волновых возмущений от расстояния до ядерного взрыва. Получена по данным [Row, 1967]. *б* — Зависимость скорости от номера экстремума ПИВ. Получены с использованием: 1 — [Roberts et al., 1982], 2 — [Lomax, Nielson, 1968], 3 — [Row, 1967].

В этой гипотезе на расстоянии более 1 тыс. км от источника АГВ можно рассматривать только волны, которые вначале распространяются наклонно вниз, а после отражения от поверхности Земли устремляются вверх к ионосферным высотам. Как следует из геометрии, чем больше угол наклона лучевой траектории, тем дальше от источника происходит ее пересечение с ионосферной областью. Поэтому на выбранной высоте ионосферы модуляция N прошедшей АГВ выглядит в виде цуга квазигармонических колебаний, в котором L увеличивается при удалении наблюдателя от места инициирующего возмущения. При этом рост L происходит по линейному закону, а фазовый фронт АГВ–ПИВ в вертикальной плоскости наклонен в сторону ее распространения. Как следует из геометрии путей распространения, угол наклона увеличивается по мере удаления от местоположения источника возмущения.

Согласно нашим наблюдениям в разные периоды реализуются механизмы распространения ПИВ обеих гипотез, однако чаще проявляется механизм распространения, описанный во второй

гипотезе. Механизм распространения устанавливается по величине угла наклона фазового фронта возмущения в вертикальной плоскости. По обеим гипотезам ПИВ должны обнаруживаться в сферическом атмосферном волноводе. В первой гипотезе АГВ и ПИВ распространяются в таком волноводе, нижняя и верхняя границы волновода физически существуют (обусловлены высотным распределением температуры атмосферы). Во второй же гипотезе ПИВ проявляются в сферическом атмосферном волноводе лишь потому, что время релаксации возмущений N , порожденных прохождением АГВ, в нижних слоях атмосферы существенно меньше, чем в области максимума $F2$ -слоя: на высоте $z = 200$ км время затухания составляет 19 мин, а при $z = 300$ км — 6 ч [Francis, 1974].

В настоящее время нет единого мнения относительно эффективной толщины такого волновода (или о высотном диапазоне наиболее существенной амплитуды ПИВ). Например, в работах [Iyer, 1983; Tedd et al., 1984; Senior et al., 2006] толщина волновода принимается равной около $2H \approx 100$ – 200 км. Однако модельные расчеты и экспериментальные данные по радиопросвечиванию ионосферы сигналами низкоорбитных навигационных ИСЗ [Дорохов и др., 2004; Тырнов и др., 2005; Федоренко и др., 2010] свидетельствуют о том, что ПИВ наблюдаются в сферическом волноводе с эффективной толщиной всего лишь около 50 км и высотой z_n продольной центральной оси, расположенной вблизи высотного уровня основного максимума ионосферы $z_n \approx z_m$.

Вместе с тем, согласно работам [Francis, 1974; Госсард и Хук, 1978; Гершман, 1974; Senior et al., 2006], высота $z_n \approx 190$ – 200 км, что обычно существенно ниже высоты z_m . Это противоречит не только результатам упомянутых выше исследований, но и выводам ряда других работ (см., например, [Нооке, 1968; Ogaawa et al., 1988]). В последние годы о достоверности эмпирической связи $z_n \approx z_m$ говорят также экспериментальные результаты, полученные методом лучевой радиотомографии ионосферы с привлечением низкоорбитных и среднеорбитных навигационных ИСЗ (см., например, [Андреева и др., 2001; Шагмуратов, 2001; Андреева, 2004; Куницын, 2005]). Таким образом, экспериментальные исследования, направленные на выяснение значений H и z_n являются достаточно актуальными.

Большинство оценок параметров ПИВ выполнено на основе линеаризации уравнений геофизической гидродинамики. Вместе с тем для подавляющего большинства событий, после которых наблюдаются (или могут порождаться) ПИВ, такое приближение не является правомерным (особенно на начальном участке распространения возмущения), оно применяется лишь для того, чтобы упростить вычисления, получить удобные

для анализа зависимости (в частности, дисперсионное уравнение). Поэтому знание диапазона экспериментальных значений $A_{\Delta N}$ ($A_{\Delta N} = \Delta N/N$, ΔN — максимальное отклонение электронной концентрации ПИВ от невозмущенного значения N) важно как для разработки эмпирической модели, так и для правильного построения теоретических основ исследуемых возмущений. В нашей работе диапазон упомянутых предельных значений уточняется как по косвенным данным, полученным радиопросвечиванием ионосферы сигналами ИСЗ (далее метод ИСЗ), так и по прямым измерениям N , выполненным методами некогерентного рассеяния (НР) и вертикального зондирования (ВЗ).

Цель настоящей работы состоит в том, чтобы на основе экспериментальных исследований дополнить, уточнить и проверить существующие данные об определяющих параметрах среднемасштабных ПИВ. Для реализации этой задачи применяются методы ИСЗ (в интервале широт ~ 35 – 60° N), НР и ВЗ, установки которых располагаются вблизи г. Харькова.

2. ПАРАМЕТРЫ УСТАНОВОК ДЛЯ ДИАГНОСТИКИ ИОНОСФЕРЫ

Диагностика регулярного пространственного распределения N и ПИВ осуществлялась по временной зависимости ионосферной составляющей доплеровского смещения частоты $\delta f_i(t)$, определяемой по когерентным сигналам низкоорбитных навигационных ИСЗ России серий “Цикада” и “Цикада-М” (для несущей частоты ~ 150 МГц) [Тырнов и др., 2005]. Измерительный пункт (ИП) располагался в радиофизической обсерватории (РФО) Харьковского национального университета им. В.Н. Каразина с географическими координатами: $\varphi_0 = 49.63^\circ$ N, $\lambda_0 = 36.32^\circ$ E. Упомянутый ИП удален от радара НР и станции ВЗ Института ионосферы Национальной академии наук Украины и Министерства образования и науки Украины на расстояние менее 10 км, поэтому местоположения установок всех радиофизических методов можно полагать практически пространственно совмещенными.

При помощи радара НР и станции ВЗ осуществлялись измерения высотных распределений электронной концентрации ионосферы $N(z)$ с временной дискретностью 15 мин.

В радаре НР длительность зондирующего импульса равнялась 0.8 мс, частота заполнения — 158 МГц, поляризация сигнала — круговая, импульсная мощность — около 2 МВт. Использовалась зенитная двухзеркальная антенна диаметром 100 м с шириной диаграммы направленности на уровне половинной мощности около 1° . Разрешающая способность по высоте определялась длительно-

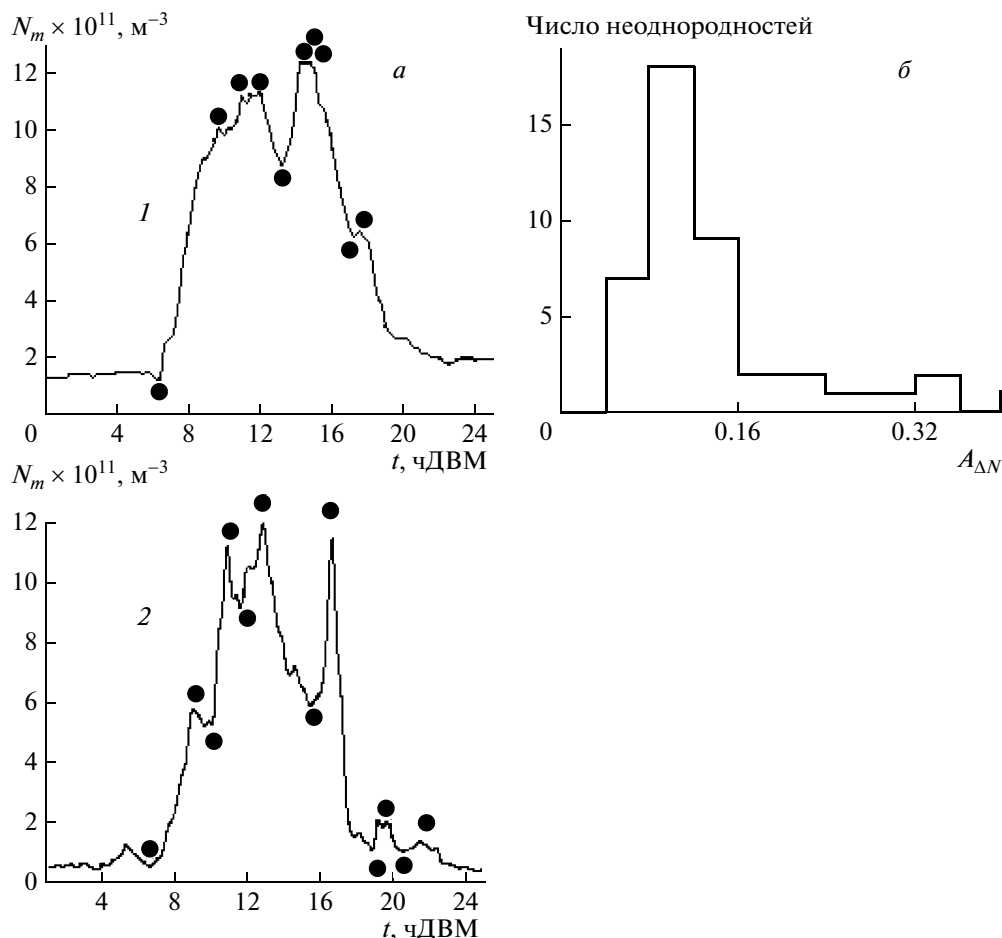


Рис. 2. Результаты исследований ПИВ по данным ВЗ. *а* – Временные зависимости максимальной электронной концентрации над ИП. Даты проведения исследований: 1 – 29.10.04, 2 – 09.11.04. Кружками отмечены использованные в анализе волновые возмущения. *б* – Гистограмма значений $A_{\Delta N}$ для 43 волновых возмущений.

стью зондирующего импульса и суммированием сигнала с ряда высот и составляла от 120 до 240 км.

Ионозонд “БАЗИС” в диапазоне 0.3–20 МГц имеет импульсную мощность 5 кВт, длительность импульса – 100 мкс (высотная разрешающая способность 15 км). В диапазоне частот 1.5–7 МГц погрешность оцифровки частот ионограмм около 0.1 МГц, при больших частотах зондирования эта погрешность возрастает до 0.5 МГц, что приводит к относительной погрешности $\delta N/N \approx 0.04–0.1$.

3. ХАРАКТЕРИСТИКА СОВМЕСТНЫХ ИЗМЕРЕНИЙ

Для повышения достоверности определяемых параметров ПИВ использовались только измерения при сильных и очень сильных волновых возмущениях (ВВ), когда выполнялось условие $A_{\Delta N} \geq 0.05$ и уменьшалась роль экспериментальных погрешностей. Такому отбору данных удовлетворяли шесть суточных циклов наблюдений в период с 28 по 30 октября и с 8 по 10 ноября 2004 г. Для иллюстрации амплитуд отобранных возмущений

на рис. 2*а* показаны суточные зависимости максимальных значений N_m электронной концентрации для 29.10.2004 и 09.11.2004 г. (по данным ВЗ). Здесь и ниже применяется московское декретное время (МДВ). Черными кружками на рисунке отмечены возмущения, которые использованы в анализе. Всего в указанном периоде измерений отобрано 43 ВВ. Гистограмма $A_{\Delta N}$ для этих ВВ показана на рис. 2*б*. Наиболее вероятные значения находились в интервале $A_{\Delta N} = 0.04–0.08$ (42% от всего числа ВВ); при $A_{\Delta N} = 0.04–0.12$ имелось 63% всех ВВ; минимальное и максимальное значения $A_{\Delta N}$ соответственно составляли 0.015 и 0.375. При вычислении $A_{\Delta N}$ среднее значение N_m и отклонение от среднего ΔN_m определялось с использованием скользящего усреднения $N_m(t)$ на временном интервале 75 мин с шагом 15 мин (период включения ионозонда). Для наиболее сильных возмущений увеличение этого временного периода до 135 мин более чем на 50% увеличивает значения $A_{\Delta N}$. Это свидетельствует о том, что $A_{\Delta N}$, полученные различными радиофизическими методами

Таблица 1. Относительные погрешности η_N и η_z определения N_m и z_m , полученные при помощи метода ИСЗ в случаях отсутствия ПИВ над ИП

Дата измерения	Время траверза	N_m , 10^{11} м^{-3} по данным ВЗ	z_m , км по данным НР	η_N , %	η_z , %
28.10.04	17:58:16	4.3	232	42.1	-12.8
28.10.04	20:11:48	1.8	297	25.2	14.2
28.10.04	22:34:14	1.3	299	18.0	12.5
29.10.04	07:05:58	2.8	246	22.0	17.5
29.10.04	09:46:46	9.9	230	39.6	-0.9
09.11.04	07:35:26	1.5	240	-64.6	15.2

(с различным масштабом усреднения), следует сравнивать с определенной осторожностью.

4. ПАРАМЕТРЫ ПИВ, ПОЛУЧЕННЫЕ ПРИ ОДНОВРЕМЕННОМ ИСПОЛЬЗОВАНИИ МЕТОДОВ ИСЗ, ВЗ И НР

Одновременное применение методов ИСЗ, ВЗ и НР позволило расширить возможности исследований и повысить их надежность. Факт наличия либо отсутствия возмущения над ИП в период одновременных измерений обнаруживали одновременно все использованные методы.

Методом ИСЗ производилась корректировка глобальной эмпирической модели пространственно-временного распределения N [Chiu, 1975]. Детали процесса корректировки и ее в возможности изложены в работе [Тырнов и др., 2005]. При помощи этой адаптированной модели N и данных о параметрах орбит осуществлялся расчет трасс z_m на поверхность Земли. Эти данные дают возможность вычислить местоположение наземных проекций центров отдельных ВВ ПИВ [Федоренко и др., 2010].

Использовались только те пролеты ИСЗ, трассы z_m которых в момент траверза лишь незначительно отстояли от ИП. На рис. 3а показан пример регистрации $\delta f_i(t)$ (кривая 1) для случая, когда над ИП по данным ВЗ практически не наблюдалось возмущение N . Трасса z_m для этого пролета ИСЗ приведена на рис. 3в (кривая 1). На этих рисунках указаны дата и интервал измерений, номер ИСЗ (например, А-101), t_0 – момент наибольшего приближения ИСЗ к ИП, зенитный угол γ_0 , азимут ϵ_0 и удаление r трассы z_m от ИП в момент t_0 . Всего в обсуждаемом эксперименте получено шесть таких регистраций, значения r в них находилось в диапазоне 11–445 км. Как видно из кривой 1 на рис. 3а, при $t \approx t_0$ (в области траверза) на регистрации $\delta f_i(t)$ не проявляются заметные возмущения N , что подтверждается методами ВЗ и НР (данные НР иллюстрируются ниже).

В таблице 1 для всех шести экспериментальных зависимостей $\delta f_i(t)$ указаны погрешности метода ИСЗ по определению N_m и z_m над ИП (соответственно η_N и η_z). В этой таблице приводятся

также значения N_m и z_m , полученные методами НР и ВЗ, они полагались эталонными при вычислении η_N и η_z . Средние (по модулю) относительные погрешности составляли: $\eta_{Nmean} = 35 \pm 18\%$, $\eta_{zmean} = 12 \pm 6\%$. При этом отмечаем, что методы ВЗ и НР дают возможность определять лишь локальные значения N_m и z_m над ИП, горизонтальный пространственный размер диагностируемой области на высоте 300 км не превышает ~6 км. Значения N_m в методе ВЗ не подвергаются усреднению, они измеряются в течение долей минуты. Значения z_m в методе НР определяются с высотным разрешением 120–240 км, получены по данным, накопленным на 15-минутном интервале. В методе ИСЗ N_m и z_m вычисляются над ИП по глобальной пространственно-временной модели, пространственно адаптированной над регионом ~2.5 тыс. км (вытянут вдоль меридиана), усреднены в течение длительности пролета (около 10–16 мин). Расчетные значения $\delta f_i(t)$, полученные с использованием такой пространственно-адаптированной глобальной модели N , иллюстрируются на рис. 3а (кривая 2). Эта зависимость рассчитана для невозмущенной ионосферы (без ПИВ). Учитывая упомянутые замечания относительно точностных характеристик примененных методов, можно утверждать, что в указанные интервалы времени ионосфера над ИП действительно была спокойной и различие ее параметров, определенных методами НР, ВЗ и ИСЗ, находилось в пределах погрешностей используемых радиофизических методов.

В случаях, когда над ИП методами ВЗ и НР регистрировались периодические возмущения N , на регистрациях $\delta f_i(t)$ в области траверза всегда имелись проявления ПИВ. При этом трасса z_m в момент траверза отстояла от ИП на расстояниях 4–145 км, что значительно меньше размера горизонтального фронта ПИВ, который обычно составляет около 2 тыс. км [Тырнов и др., 2005; Федоренко и др., 1997; 2010]. Пример регистрации $\delta f_i(t)$ и трассы z_m для таких условий показаны соответственно на рис. 3б (кривая 1) и рис. 3в (кривая 2). Всего в эксперименте анализируется четыре регистрации в возмущенные периоды. Кривые 2 и 3 на рис. 3б – модельные значения $\delta f_i(t)$, вы-

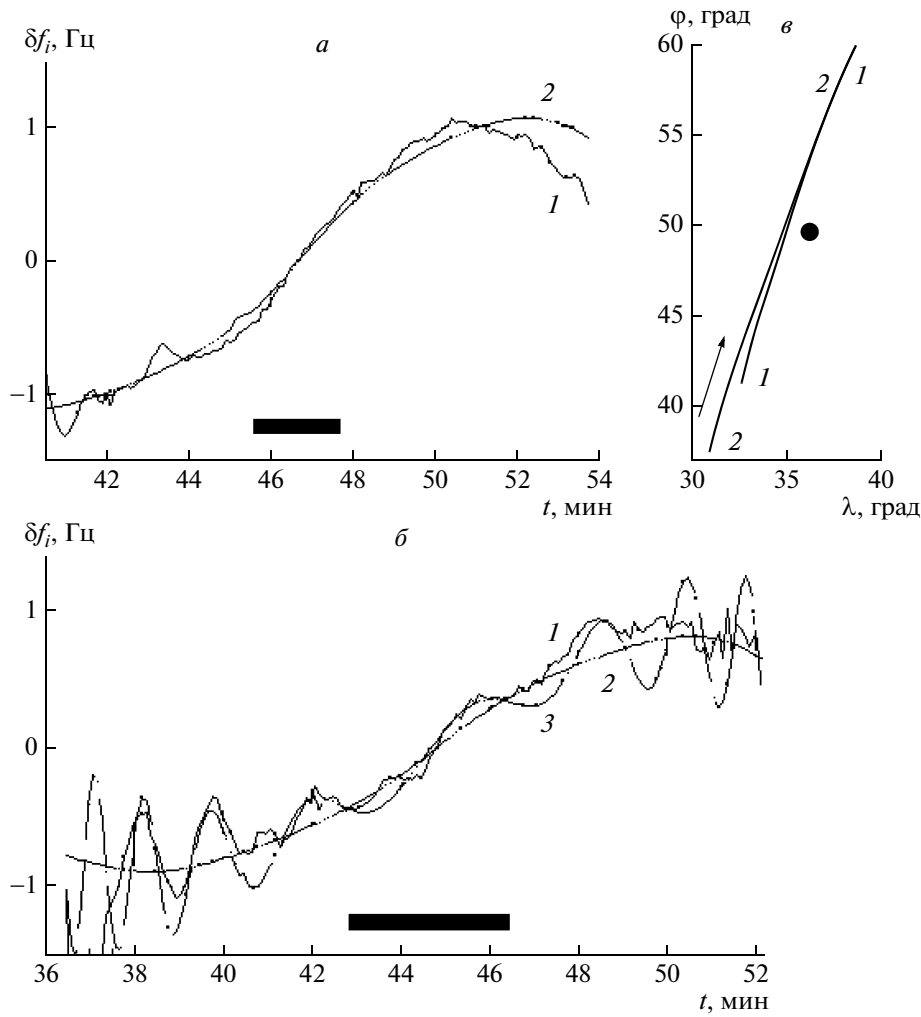


Рис. 3. Результаты исследований ПИВ методом ИСЗ. *а* – Пример регистрации $\delta f_i(t)$, на которой в области траверза нет проявления ПИВ. Интервал времен, близкий к моменту траверза, отмечен черной полосой. Измерения проведены 29.10.04 для ИСЗ А-101, $t_0 = 09 : 46 : 46$, $\gamma_0 = 22.6^\circ$, $\varepsilon_0 = 282.8^\circ$. 1 – экспериментальная зависимость, 2 – аппроксимация в отсутствие ПИВ. *б* – Пример регистрации $\delta f_i(t)$, на которой в области траверза наблюдаются проявления ПИВ. Интервал времен, близкий к моменту траверза, отмечен черной полосой. Измерения проведены 09.11.04 для ИСЗ А-102, $t_0 = 10 : 44 : 52$, $\gamma_0 = 27.9^\circ$, $\varepsilon_0 = 283.9^\circ$. 1 – экспериментальная зависимость, 2 – аппроксимация в отсутствие ПИВ, 3 – аппроксимация проявления ПИВ над ИП. *в* – Трассы z_m для пролетов ИСЗ, регистрация $\delta f_i(t)$ которых приведены на рис. 3а и 3б. Стрелка указывает направление перемещения ИСЗ, черный кружок – местоположение ИП. 1 – 29.10.04, 09⁴⁰–09⁵⁴, $t_0 = 09 : 46 : 46$, $r = 133$ км; 2 – 09.11.04, 10³⁶–10⁵², $t_0 = 10 : 44 : 52$, $r = 145$ км.

численные по адаптированной глобальной модели N соответственно при отсутствии и наличии ПИВ. Модель N описывается зависимостью

$$N = N_0 [1 + A_{\Delta N} F(z) F_1(\varphi, \lambda)],$$

здесь N_0 – модельное пространственное распределение невозмущенных значений N (получено после адаптации глобальной модели);

$$F(z) = \exp \left[-\frac{(z - z_n)^2}{H^2} \right], \quad (1)$$

где H – полутолщина слоя с центральной осью, расположенной на высоте z_n , полагалось $H = 25$ км;

$z_n = z_m$, $F_1(\varphi, \lambda)$ описывает фазу возмущения в зависимости от географических широты φ и долготы λ выбранной точки радиолуча,

$$F_1(\varphi, \lambda) = \sin(m_\varphi \varphi + m_\lambda \lambda + \Phi),$$

$$m_\varphi = \frac{2\pi}{L} (R_E + z_m) \cos \alpha, \quad m_\lambda = \frac{2\pi}{L} (R_E + z_m) \sin \alpha,$$

здесь Φ – начальный сдвиг фазы, L – горизонтальная длина волны ПИВ, α – азимут волнового вектора ПИВ \mathbf{K} (угол между направлением на север и вектором \mathbf{K}). Во всех вычислениях полагалось $\alpha = 0$.

Наши исследования показали, что значения $A_{\Delta N}$ и L , как правило, с уменьшением широты уве-

Таблица 2. Относительные погрешности η_N и η_z определения N_m и z_m , полученные при помощи метода ИСЗ в случае, когда ПИВ наблюдались над ИП

Номер пролета	Дата измерения	Время траверза	N_m , 10^{11} м^{-3} по данным ВЗ	z_m , км по данным НР	η_N , %	η_z , %
1	08.11.04	16:23:16	2.7	308	-36.4	21.2
2	08.11.04	18:26:34	1.8	345	-4.9	26.1
3	09.11.04	10:44:52	9.7	244	43.3	19.2
4	10.11.04	18:53:18	2.6	288	20.3	-0.4

Таблица 3. Параметры ПИВ, определенные над ИП при помощи методов ИСЗ и ВЗ

Номер пролета	Дата измерения	Время траверза	$A_{\Delta N}$ в ИСЗ	$A_{\Delta N}$ в ВЗ	L , км	T , мин	V , м с^{-1}
1	08.11.04	16:23:16	0.7	0.5	700	360	16 ± 0.9
2	08.11.04	18:26:34	0.7	0.5	700	360	16 ± 0.9
3	09.11.04	10:44:52	0.17	0.13	300	120	21 ± 3.3
4	10.11.04	18:53:18	0.45	0.52	250	120	17 ± 2.9

личиваются [Тырнов и др., 2005; Федоренко и др., 2010]. В связи с этим, при помощи модели ПИВ с постоянными значениями $A_{\Delta N}$ и L , удается удовлетворительно аппроксимировать регистрацию $\delta f_i(t)$ только в выбранной части зависимости. Это иллюстрируется на рис. 3б, где расчетная кривая 3 близка экспериментальной кривой 1 только вблизи траверза. По зависимости $\delta f_i(t)$ нами определялась L – горизонтальная длина волны ПИВ вдоль меридиана. Методика определения L изложена в работе [Федоренко и др., 2010].

В возмущенных условиях (при существовании ПИВ над ИП) значения N_m и z_m над ИП (полученные методами ВЗ и НР), погрешности η_N и η_z их определения методом ИСЗ (относительно значений, установленных методами ВЗ и НР) для всех четырех пролетов ИСЗ приведены в табл. 2. Средние погрешности для этих условий оказались равными $\eta_{N_{mean}} = 26\%$ и $\eta_{z_{mean}} = 17\%$. Во всех обсуждаемых нами экспериментах N_m и z_m изменяются в диапазонах $N_m = (1.8-10) \times 10^{11} \text{ м}^{-3}$ и $z_m = 230-350$ км. Поэтому погрешности $\eta_N = 26-35\%$ и $\eta_z = 12-17\%$ можно полагать вполне приемлемыми для анализа величин, изменяющихся соответственно в 5.6 и 1.5 раза.

В таблице 3 показаны значения L и T , полученные соответственно методами ИСЗ и ВЗ, значения $A_{\Delta N}$, определены независимо методами ИСЗ и ВЗ. В измерениях 08.11.2004 г. значения $A_{\Delta N}$, полученные разными методами, разнятся на 40%, а 09.11.2004 г. и 10.11.2004 – всего лишь на 31 и 13% соответственно. Различие значений $A_{\Delta N}$ в измерениях 08.11.2004 г. обусловлено тем, что длительность измерений N_m методом ВЗ составляла только 11 ч, поэтому для наблюдаемых ПИВ с $T = 6$ ч относительную амплитуду в $A_{\Delta N} \approx 0.5$ удалось определить лишь приближенно (период этой неоднородности соизмерим с интервалом наблюде-

ния суточных изменений N_m). Более точные значения $A_{\Delta N}$ в измерениях 08.11.2004 г. получены методом ИСЗ. Проявления на $\delta f_i(t)$ указанной неоднородности с $L = 700$ км иллюстрируются на рис. 4а и рис. 4б (см. участок, отмеченный цифрами 1–4). Все ПИВ, обнаруженные на $\delta f_i(t)$ рис. 4, ассоциируются с механизмом распространения АГВ согласно первой гипотезе.

В наших экспериментах подтверждается существование неоднородностей с относительными амплитудами $A_{\Delta N} \approx 0.5-0.7$ (см., например, [Тырнов и др., 2005; Федоренко и др., 2010]). В качестве примера на рис. 5 приведены суточные изменения $\Delta N/N_{mean}$ для двух циклов из упомянутого комплексного эксперимента. Здесь N_{mean} – средние значения N_m , (получены методом ВЗ) скользящим усреднением с периодом 135 мин, $\Delta N = N_m - N_{mean}$. Из приведенного рисунка видно, что наблюдаются значения $\Delta N/N_{mean} \approx 0.4-0.5$, имеются значения с относительной амплитудой близкой к 0.6 и 0.8. Эти графики получены по измерениям с 15-минутной дискретизацией. Очевидно, что при уменьшенной временной дискретности (например, до 5-ти мин) могли регистрироваться и несколько большие значения $\Delta N/N_{mean}$.

В таблице 3 указаны периоды T временных колебаний $\Delta N/N_{mead}$ (регистрация которых близка к моментам траверза отобранных экспериментальных зависимостей $\delta f_i(t)$) и горизонтальные фазовые скорости V перемещения исследуемых неоднородностей. Значения V вычислены по измерениям T и L для участков ПИВ в окрестностях траверза. Абсолютные погрешности T и L соответственно составляют 15 мин и 10 км. Как оказалось, $V \approx 16-21$ м/с. При определении V учитывалось, что скорость движения дифракционной картины у земной поверхности вдвое больше скорости перемещения возмущения N над радиоло-

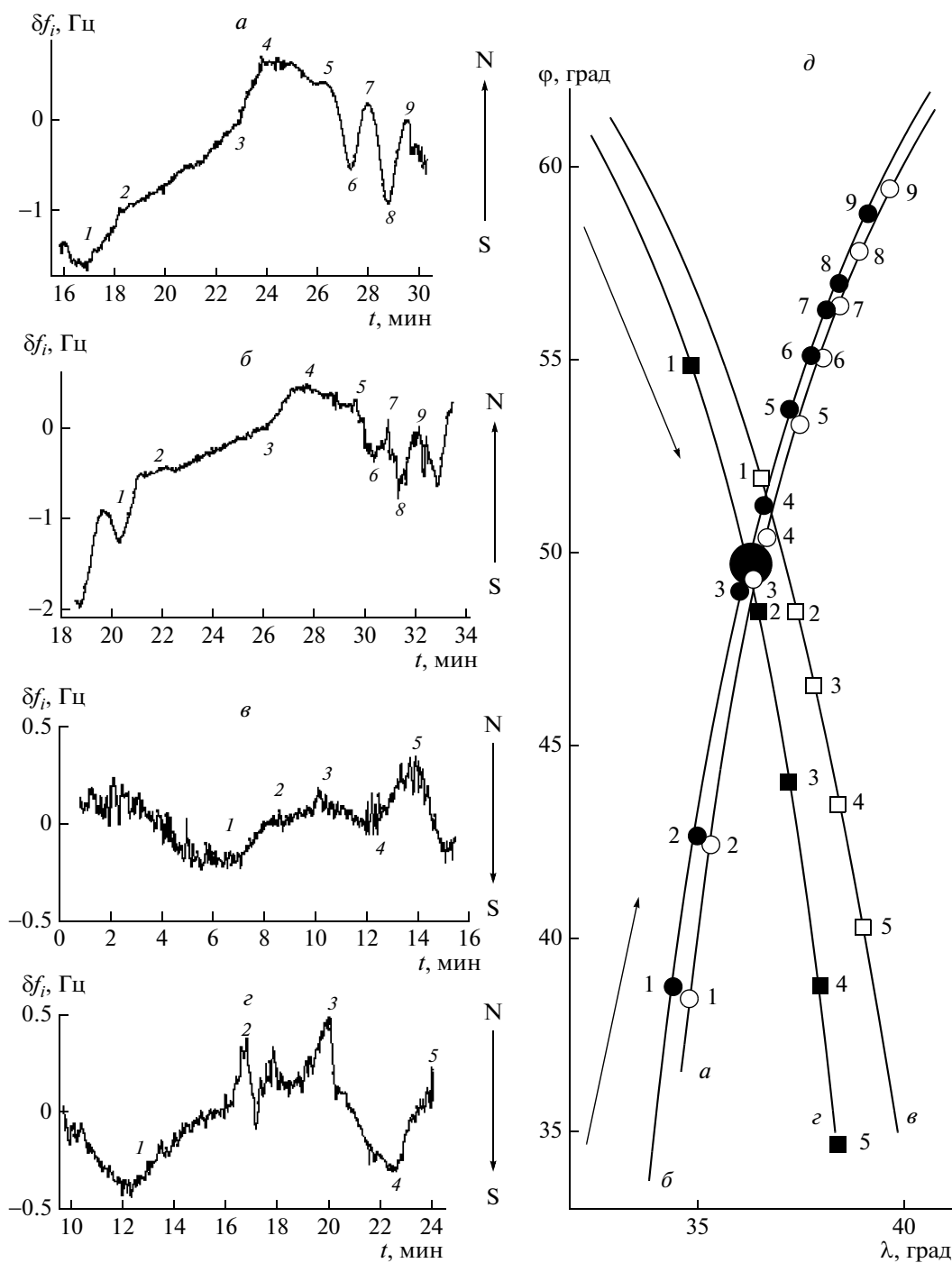


Рис. 4. К исследованию скорости перемещения экстремумов ПИВ методом ИСЗ: *a* – 08.11.04, $t_0 = 16 : 23 : 16$, $\gamma_0 = 2.3^\circ$, $\varepsilon_0 = 100.9^\circ$; *б* – 08.11.04, $t_0 = 18 : 26 : 32$, $\gamma_0 = 1.7^\circ$, $\varepsilon_0 = 287.9^\circ$; *в* – 08.11.04, $t_0 = 21 : 07 : 42$, $\gamma_0 = 9.4^\circ$, $\varepsilon_0 = 78.1^\circ$; *г* – 09.11.04, $t_0 = 03 : 16 : 08$, $\gamma_0 = 1.5^\circ$, $\varepsilon_0 = 256.1^\circ$; *д* – Трассы z_m для пролетов *a–г*.

катором ВЗ, поэтому $V = L/2T$. Значение V фазовой горизонтальной скорости этого же участка ПИВ вычислим также по данным, полученным только методом ИСЗ (см. табл. 3).

С этой целью рассмотрим последовательную серию из 4-х регистраций $\delta f_i(t)$, относящихся к одному и тому же региону (трассы z_m очень близки, либо почти совпадают). На рис. 4а–4г показаны

две пары регистраций $\delta f_i(t)$, которые индицируют возмущения ионосферы практически над одним и тем же регионом с интервалом ~ 2 (рис. 4а, б) и ~ 6 (рис. 4в, г) часов. Экспериментальные зависимости $\delta f_i(t)$ для каждой пары очень похожи друг на друга. Это свидетельствует о том, что широтная структура ПИВ не претерпела существенного изменения за указанные интервалы вре-

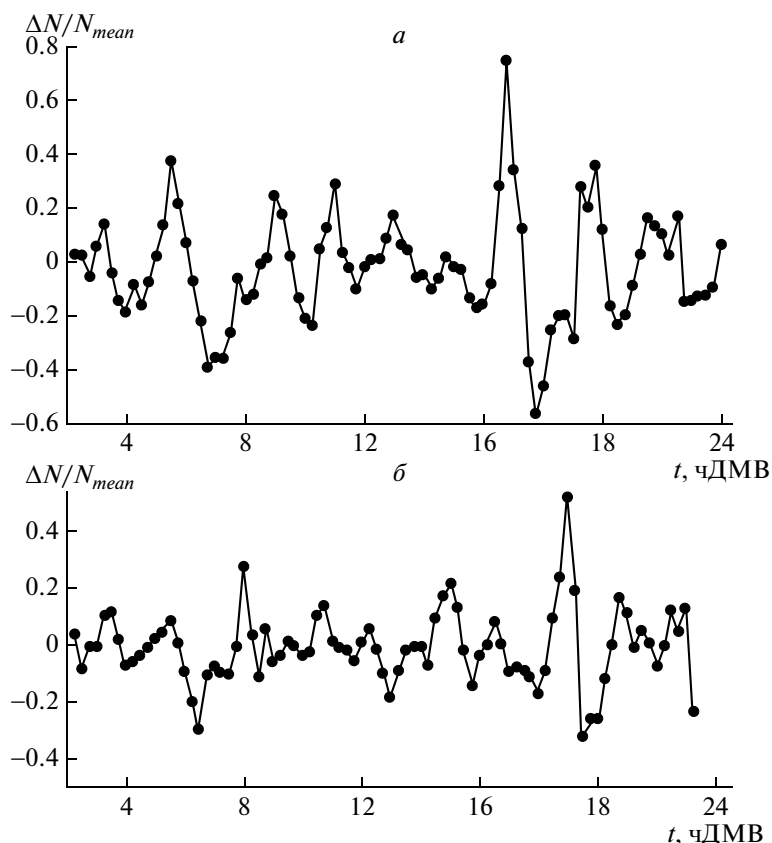


Рис. 5. Суточные зависимости $\Delta N/N_{mean}$: *a* – 09.11.04, *б* – 10.11.04. Получены при периоде скользящего усреднения в 135 мин.

мени, и применим известный метод подобных замираний, используемый для определения скорости дрейфа неоднородностей. Трассы z_m для упомянутых регистраций и параметры ИСЗ на траверзе показаны на рис. 4д (все обозначения такие же, как и на предшествующих аналогичных рисунках). Первая пара регистраций соответствует перемещению радиолуча с юга на север, а вторая – с севера на юг. На рис. 4а–г цифрами вдоль указанных пар кривых отмечены номера экстремумов проявления возмущений. Эти же номера на рис. 4д показывают местоположение выбранных участков ПИВ на соответствующих трассах z_m (длина каждой трассы более 3 тыс. км). Различия z_m в начале и в конце пролета ИСЗ не превышали 26 км.

Скорости $V_m(\varphi)$ перемещения всех экстремумов ПИВ в зависимости от широты их местоположения для каждой пары регистраций $\delta f_i(t)$ приведены на рис. 6а вместе с их линейными регрессиями (отрезки прямых). Здесь φ – среднее значение между широтами экстремумов с одинаковыми номерами. Сплошная линия – это линейная регрессия $V_m(\varphi)$, определенных по кривым на рис. 4а и 4б; штриховая линия – линейная регрессия $V_m(\varphi)$, рассчитанных при помощи кривых на рис. 4в и 4г. Первая и вторая линии характеризуют усредненные значения V_m в течение соответственно двух и

шести часов. Мы полагаем, что приведенные значения V_m (кроме обведенных кружками) характеризуют дрейф “замороженных” ПИВ-модуляций N . Скорость дрейфа с широтой изменяется по закону, близкому к линейному. При этом в вечернее время (16–18 ч) в более низких широтах (38–43° N) скорость дрейфа направлена на север, в ночные часы (21–03 ч) – на юг. В средних и высоких широтах (49–59° N) все происходит наоборот. С течением времени даже такие небольшие скорости дрейфа, линейно изменяющиеся вдоль широты, приводят к деформации исходной ПИВ-модуляции N .

Кружками на рис. 6а отмечены наибольшие значения V_m для участков ПИВ (4 – для кривых на рис. 4а и б, 1 – для кривых на рис. 4в и г), которые в течение около 11-ти часов двигались только с юга на север с горизонтальной скоростью около 14–15 м/с. При этом широтный разнос между граничными положениями неоднородности за все время наблюдения составлял около 500 км, долготный – 220 км. Из рис. 4д видно, как в течение указанного времени эта неоднородность (см. номер 4 на кривых а, б и номер 1 на кривых в, г) перемещалась с юга на север: от широты 50.3 до 54.8°.

На рис. 6б показаны все четыре положения упомянутой неоднородности в координатах r

(удаление от ИП) и t (время, прошедшее от момента ее первоначального проявления на регистрации рис. 4а). Тангенс угла наклона линейной регрессии для приведенных данных представляет собой скорость перемещения этой неоднородности и составляет $V_m = 13$ м/с (коэффициент корреляции для вычисленной регрессии равен 0.99). С такой скоростью за один час упомянутая неоднородность переместится лишь на 47 км. Это расстояние значительно меньше горизонтального пространственного периода этой неоднородности, который, как отмечалось выше, составляет около 700 км.

Скорость $V_m = 13$ м/с исследуемой неоднородности соизмерима с наблюдаемыми скоростями дрейфа. Вместе с тем, сомнительно, чтобы в течение 11-ти часов скорость дрейфа оставалась приблизительно постоянной в ионосфере над регионом с масштабом около 500 км. Вместе с тем, неизменность значений V_m со временем и пройденным волной расстоянием, как отмечалось в разд. 1, присуща только ПИВ. Поэтому можно заключить, что полученное значение V_m является скоростью перемещения ПИВ, а не скоростью дрейфа замороженной ПИВ-модуляции N .

Итак, скорость ПИВ составляет $V = 16$ м/с (см. первые две строки в табл. 3), а скорость перемещения его экстремума (№ 4 на регистрациях рис. 4а и 4б) равна $V_m = 13$ м/с. Следует принять во внимание, что в указанный период времени в области севернее широт $51-53^\circ$, где располагались центры рассматриваемой неоднородности, в упомянутые моменты времени средняя скорость дрейфа ионизации составляла около 3 м/с в направлении, противоположном движению волны. Мы не располагаем скоростью дрейфа над обсуждаемым регионом, однако согласно рис. 6а на широте около 49° N (в близком регионе) в вечернее время скорость дрейфа была около 1 м/с, а ночью составляла -6 м/с (среднее значение -2.5 м/с). Именно по этой причине усредненное за 11 часов значение V_m оказалось несколько меньше V : скорость экстремума ПИВ определяется также скоростью перемещения среды (дрейфа ионизации), в которой он распространяется.

Таким образом, можно заключить, что только наиболее интенсивная неоднородность с $L = 700$ км, $A_{\Delta N} = 0.7$ и $V = 16$ м/с относится к перемещению ПИВ, все остальные неоднородности (экстремумы) принадлежат последствиям прохождения иного ПИВ. Они являются лишь дрейфующей ПИВ-модуляцией N , порожденной прохождением цуга АГВ до начала ИСЗ-радиопросвечивания. Этими операциями иллюстрируется способ определения истинных (а не ложных) скоростей ПИВ. Истинными скоростями мы называем скорости, определенные по L и T , когда каждый экстремум ПИВ движется с постоянной скоростью.

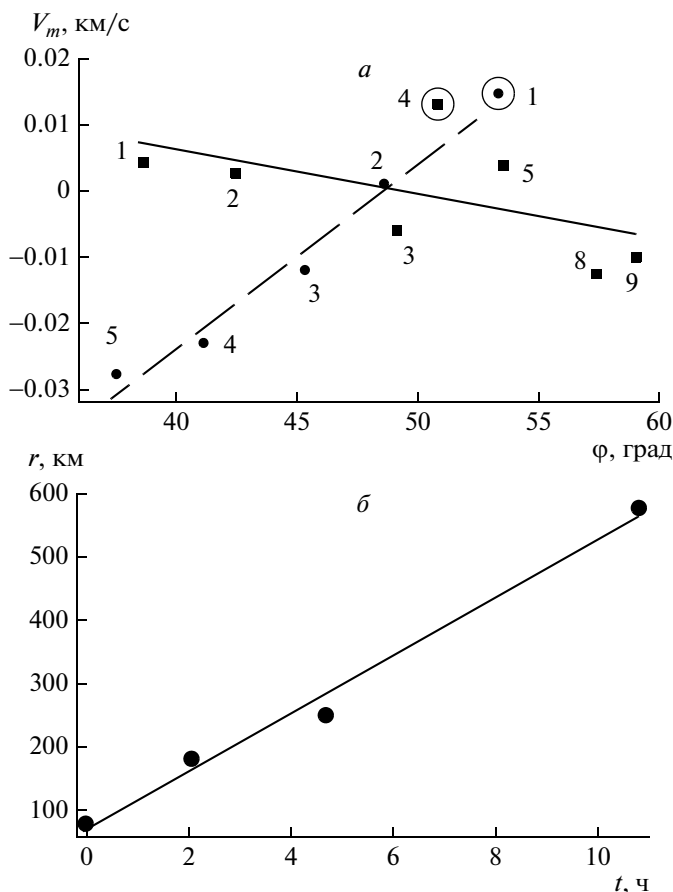


Рис. 6. Скорости перемещения экстремумов ПИВ, полученные методом ИСЗ: а – Широты и скорости различных фрагментов ПИВ: сплошная линия – регрессия первого порядка для скоростей V_m , полученным по регистрациям а и б, которые приведены на рис. 4; штриховая линия – регрессия первого порядка для скоростей V_m , полученным по регистрациям в и г, которые показаны на рис. 4. Цифрами у кривых указаны номера экстремумов на рис. 4. б – Расстояние от ИП до неоднородности в различные моменты времени (кружки). Время отсчитывается от момента первого обнаружения неоднородности, расстояние измеряется от широты расположения ИП. Отрезком прямой изображена регрессия первого порядка.

После прохождения в ионосфере последнего ВВ цуга АГВ можно полагать, что ПИВ-модуляция N остается неподвижной. Ее параметры (L и $A_{\Delta N}$) характеризуются последним колебанием цуга (имеющим наименьшие значения V_m). При наличии дрейфа ионизации ПИВ-модуляция перемещается со скоростью дрейфа. Вид модуляции N остается почти неизменным в течение 11–12 ч после прохождения АГВ [Тырнов и др., 2005]. Вследствие релаксации, различия скоростей дрейфа над разными регионами наблюдается деформация ПИВ-модуляции как в вертикальном, так и в горизонтальном направлениях.

Мы предполагаем, что используемые нами установки диагностики ионосферы находятся на

расстояниях от источника ПИВ не менее чем $R = 3-4$ тыс. км (аргументы в пользу этого предположения приводятся ниже). При таких удалениях для $V_m = 1-2$ км/с задержка появления экстремума над установками диагностики составит $\Delta t = 17-50$ мин, а при $V_m = 0.5$ км/с $\Delta t = 67-100$ мин. Минимальный же интервал между пролетами ИСЗ приблизительно над одним и тем же регионом (с удалением трасс z_m не более, чем на 100–300 км друг от друга) равен 90–120 мин (обычно он составляет 5–6 ч). Эти оценки практически не оставляют никаких шансов обнаружить методом ИСЗ первые экстремумы ПИВ, у которых $V_m \geq 0.5$ км/с. Видимо, этим методом диагностируются только параметры последних колебаний цуга ПИВ со значениями $V_m \leq 0.01$ км/с.

5. ВЫСОТА АТМОСФЕРНОГО ВОЛНОВОДА И ВЫСОТНОЕ РАСПРЕДЕЛЕНИЕ ИНТЕНСИВНОСТИ ПИВ

Параметры атмосферного волновода оцениваются по данным, полученным с помощью методов ВЗ и НР. Возможности метода НР при использовании радара Института ионосферы изложены в работах [Таран, 2001; Таран и др., 1979], методики обработки НР сигнала и определения N приведены соответственно в работах [Лысенко, 2002; 2001; Емельянов, 2002].

Рассмотрим вначале методику определения значений z_n . Для указанных в разд. 3 интервалов наблюдений на выбранных высотах z вычислены массивы $\Delta N(t)$ — отклонения от невозмущенного значения суточного хода $N(t)$. Невозмущенное значение N , также как при обработке данных ВЗ, определялось скользящим усреднением $N(t)$ на интервале времени 75 мин с шагом 15 мин. Для суточного цикла наблюдений 09.11.2004 г. зависимости $\Delta N(t)$ для двух высот и $\Delta N_m(t)$ показаны на рис. 7. Этот цикл характерен тем, что в нем наблюдались наиболее сильные возмущения. Доверительные интервалы экспериментальных значений для двух наибольших значений ΔN_m на рис. 7б приведены в виде вертикальных полосок, они характеризуют максимальные погрешности. Доверительные интервалы для ΔN_m вычислялись с использованием погрешности оцифровки критической частоты $f_m F2$ (см. разд. 2). Для $\Delta N_m < 0.5 \times 10^{11} \text{ м}^{-3}$ вертикальный размер таких полосок меньше диаметра кружков, обозначающих результаты измерений. Для смежных высот времена наблюдения наиболее значительных отклонений ΔN на зависимостях $\Delta N(t)$, как правило, практически совпадают. Максимальные значения таких отклонений наблюдаются на высоте, которая принимается за высоту z_n . Величина отклонений ΔN уменьшается при удалении вверх и вниз от высоты z_n . Колебания $\Delta N_m(t)$ и $\Delta N(t)$ на высоте z_n

фактически синфазны (с учетом погрешностей и высотного разрешения методов ВЗ и НР).

В отдельных случаях значения отклонений на зависимостях $\Delta N_m(t)$ и $\Delta N(t)$ для высоты z_n несколько не совпадают. Это несовпадение объясняется следующим обстоятельством. При определении $\Delta N(t)$ скользящее усреднение выполнялось на выбранной высоте z , не изменяющейся с течением времени. Для вычисления же $\Delta N_m(t)$ операция сглаживания охватывала значения N_m , расположенные на высотах z_m , которые могут меняться в интервале усреднения, равном 75 мин. Особенно сильная динамика высоты z_m обычно наблюдается в переходное время суток и в период сильных возмущений с характерным временем, соизмеримым с интервалом усреднения.

Кроме того, в методе НР из-за вертикальной ширины зондирующего импульса в 120 км происходит смещение (из-за свертки, см. ниже) вверх на ~ 150 км расширенного (искаженного) профиля $N(z)$. В ходе обработки сигнала это смещение частично компенсируют, сдвигая регистрируемые высоты вниз на высоту, определяемую с использованием модели *IRI*, однако при этом всегда остается неустранимая ошибка в 5–20 км. При оцифровке НР сигнала применяется высотный шаг дискретизации 33–77 км, что в совокупности с указанной выше погрешностью приводит к неопределенности z_m не менее чем в 30 км.

Также из-за высотного шага дискретизации высота максимума в $\sim 10-15\%$ случаях определяется с дополнительной погрешностью — приписывается высоте, которая расположена на 30 км либо выше, либо ниже истинного значения z_m (см. панель *g* рис. 7). Это приводит к тому, что после калибровки мощности НР сигнала на высоте z_m (с использованием метода ВЗ), высотное распределение $N(z)$ оказывается несколько завышенным, а это также приводит к различиям отклонений на зависимостях $\Delta N_m(t)$ и $\Delta N(t)$ на высоте z_n .

Как отмечалось в разд. 3, в анализе использовано 43 случая наблюдения ВВ. Для 20-ти из них выполнялось соотношение $z_n = z_m$, для 12-ти — $z_n > z_m$ и для 11-ти — $z_n < z_m$. При этом для подавляющего большинства ВВ с $z_n > z_m$ и $z_n < z_m$ различие между z_n и z_m не превышало шаг высотной дискретизации данных НР и составляло 33–77 км. В большинстве случаев значения N для высот z_n и z_m очень близки, наблюдаемое различие лежит в пределах методических погрешностей. Учитывая упомянутые замечания и высотную протяженность рассеивающего объема в 120 км, приводящую к скользящему усреднению истинного высотного распределения $N(z)$, можно утверждать, что соотношение $z_n \approx z_m$ по итогам описанного исследования выполняется в пределах погрешности экспериментальных данных.

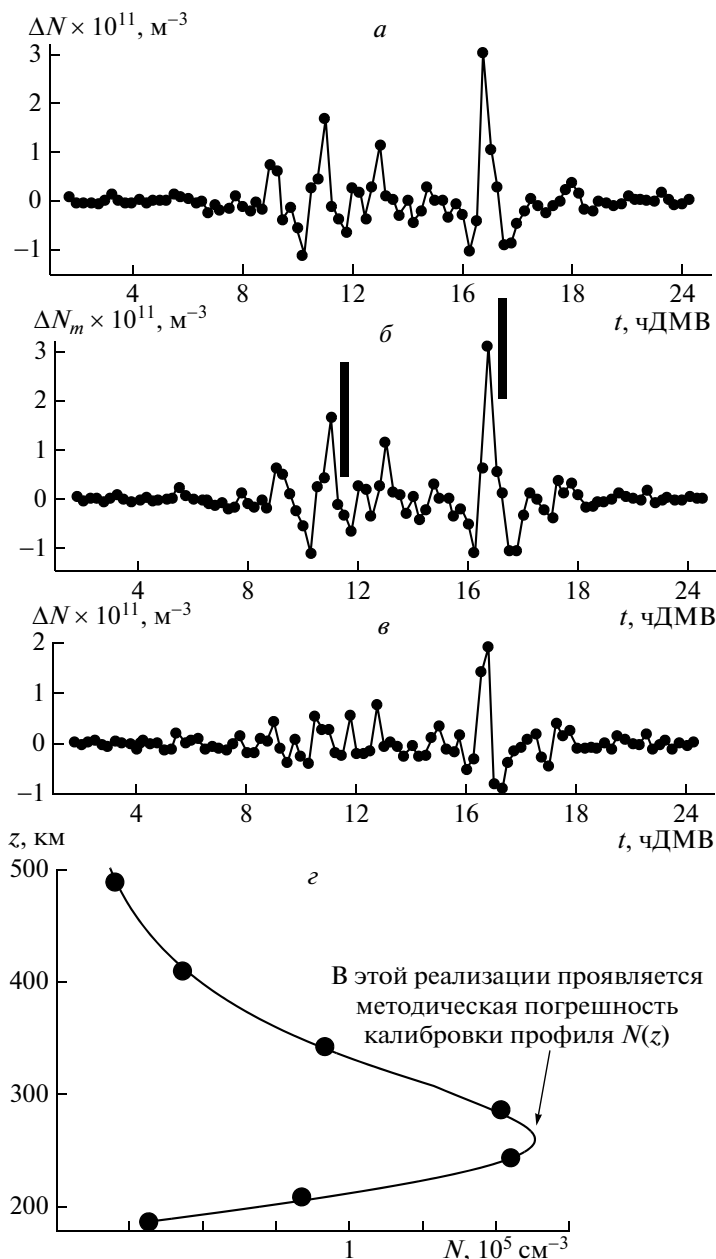


Рис. 7. Результаты, полученные методами ВЗ и НР. Суточный ход 09.11.04 отклонений от среднего N_m (б, по данным ВЗ) и отклонений от среднего N на выбранных высотах: а – $z = 242$ км, в – $z = 342$ км (по данным НР). Вертикальными полосками отмечены доверительные диапазоны отдельных значений. z – Пример высотного профиля, полученного методом НР 29.10.04 в 07:00. Экспериментальные значения обозначены кружками, аппроксимация – сплошной кривой.

Определим теперь профиль высотного распределения $F_e(z)$ интенсивности ВВ. С этой целью для дискретных высот (в диапазоне $z = 187-1048$ км) по упомянутым выше зависимостям $\Delta N(t)$ для выбранных моментов возмущений (см. разд. 3) определялись функции $\Delta N(z)$. Распределение $F_e(z)$ определялось нормировкой функции $\Delta N(z)$ на максимальное значение ΔN_{\max} , высота обнаружения которого принималась равной z_n . Если при удалении от z_n (вверх или вниз), начиная с какой-то высоты, знак текущего значения ΔN изменялся на

противоположный знаку при ΔN_{\max} (изменялась фаза возмущения), то на этой высоте и последующих высотах значение F_e полагалось равным нулю. Упомянутые ΔN по абсолютным значениям, как правило, были много меньше ΔN_{\max} . Далее, на уровне e^{-1} для каждой такой зависимости $F_e(z)$ определялась ее полуширина H_e . Затем, по (1) при условии $H = H_e$, рассчитывалась функция $F_{ap}(z)$.

На рис. 8 показаны примеры распределений $F_e(z)$ с одним максимумом, полученные при различных значениях z_n и H_e . При одном максимуме

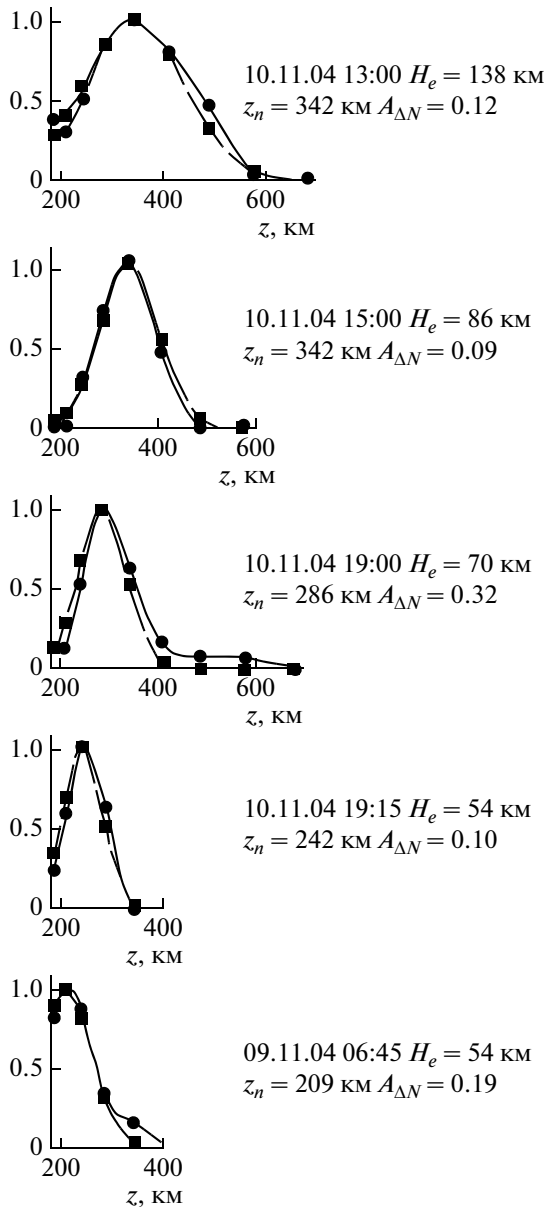


Рис. 8. Зависимости $F_e(z)$ с одним максимумом (кружки) и их аппроксимации $F_{ap}(z)$ (квадраты).

функция $F_e(z)$ хорошо аппроксимируется зависимостью $F_{ap}(z)$. Таких аппроксимаций подавляющее большинство. Здесь и ниже экспериментальные значения изображены кружками, а их аппроксимации – квадратами. В нескольких случаях на зависимости $F_e(z)$ наблюдался незначительный второй максимум (см. рис. 9а). Только в двух случаях второй максимум превышал значение 0.35, и аппроксимация $F_e(z)$ до уровня e^{-1} была недостаточно удовлетворительной. В целом же зависимость (1) можно полагать вполне пригодной для аппроксимации $F_e(z)$.

Среднее значение H_e по всему массиву данных составляло $H_{mean} = 72.4 \pm 6.9$ км. Здесь и ниже после знаков \pm указывается доверительный интер-

вал для доверительной вероятности 95%. Гистограмма значений H_e показана на рис. 9б. Наиболее вероятные значения H_e находятся в диапазоне 70–81 км, в нем располагаются значения H_e для 40% всех ВВ.

Соответствует ли значение H_{mean} , полученное методом НР, значению $H = 25$ км, определенному методом ИСЗ? Для ответа на этот вопрос вычислим $F_i(z)$ – свертку функции $F(z)$ (см. (1)) для $H = 25$ км и зависимости $P(z)$ – высотного профиля рассеивающего объема для радиолокатора НР

$$F_i(z) = \int_{-\infty}^{\infty} F(z+z')P(z')dz', \quad (2)$$

здесь $P(z)$ задается уравнением (определяется формой зондирующего импульса на выходе передатчика)

$$P(z') = \begin{cases} 0, & z' < -h/2 \\ 1 - \exp\left(-\frac{z'+h/2}{z_0}\right), & -h/2 \leq z' \leq h/2 \\ \left[1 - \exp\left(-\frac{h}{z_0}\right)\right] \exp\left(-\frac{z'-h/2}{z_0}\right), & z' > h/2, \end{cases} \quad (3)$$

$z_0 = ct$, $h = ct_i/2$, c – скорость света в вакууме, t_i – длительность зондирующего импульса, τ – время нарастания (спада) импульса по уровню e^{-1} . Уравнение (2) – это интеграл Дюамеля, в котором P определяется прохождением прямоугольного импульса через радиотехнические цепи (каскады усилителя мощности передатчика радара НР) [Баскаков, 1983].

В наших измерениях $h = 120$ км, форма импульса близка к прямоугольной: $z_0 = 0.3$ км. На рис. 9в приведены зависимости $F(z)$ при $H = 25$ км (кривая 1) и при $H = H_{mean} = 72.4$ км (кривая 2), $F_n(z) = F_i(z)/F_{i,max}$ (кривая 3), где $F_{i,max}$ – значение максимума свертки $F_i(z)$. При этом зависимость $F_i(z)$ смещалась вниз до совпадения с максимумом распределения $F(z)$, условно заданным на высоте 300 км. Полуширина $F_n(z)$ на уровне e^{-1} составляет $H_n = 65$ км. Таким образом, значение H_n находится в пределах доверительного интервала для значений H_{mean} . Поэтому можно заключить, что по данным НР и ИСЗ эффективная толщина атмосферного волновода приблизительно равна 50 км.

6. ЗАВИСИМОСТЬ ТОЛЩИНЫ АТМОСФЕРНОГО ВОЛНОВОДА ОТ ЕГО РАСПОЛОЖЕНИЯ

Эмпирическая модель обычно включает функциональные зависимости (связи) между ее параметрами. Выявление таких зависимостей способ-

ствует развитию и проверке теории исследуемого явления. Поэтому нами выполнен поиск возможных связей основных характеристик ПИВ.

Чтобы не вносить дополнительную погрешность в искомые зависимости, ниже непосредственно используется только массив значений H_e : каждое экспериментальное значение H_e мы не преобразовывали в истинное значение H путем решения обратной задачи.

Нами установлено, что наблюдается функциональная связь H_e с z_n . На рис. 10а приведены регрессии первого порядка октябрьских (28–30 октября 2004 г., 22 ВВ) и ноябрьских (08–10 ноября 2004 г., 21 ВВ) экспериментальных данных (соответственно отрезки 1 и 2). Эти зависимости иллюстрируют линейное возрастание H_e с увеличением z_n , они совпадают в пределах их погрешностей. Поэтому, в целях уточнения искомой зависимости, мы объединили экспериментальные данные обоих циклов наблюдений. Октябрьские и ноябрьские данные изображены соответственно кружками и квадратами на рис. 10б и 10в. На рис. 10б показаны регрессии первого порядка и ее 95% доверительные интервалы для всего объема данных. Уравнение линейной регрессии $H_e = b_0 + b_1 z_n$ имеет следующие коэффициенты: $b_0 = -7.41$, $b_1 = 0.29$. На рис. 10в для этих же данных рассчитана регрессия четвертого порядка. Для аппроксимирующего полинома четвертой степени $H_e = b_0 + b_1 z_n + b_2 z_n^2 + b_3 z_n^3 + b_4 z_n^4$ получены такие значения коэффициентов $b_0 = -1453$, $b_1 = 21.42$, $b_2 = -0.11$, $b_3 = 0.27 \times 10^{-3}$, $b_4 = -0.23 \times 10^{-6}$. Коэффициент корреляции для регрессии четвертого порядка несколько выше, чем для регрессии первого порядка, и нам она представляется более адекватной.

Рост H_e в интервале $z_n = 200\text{--}380$ км обусловлен, на наш взгляд, в первую очередь падением плотности атмосферы. Так как плотность атмосферы с высотой уменьшается экспоненциально, то при повышении z_n для сохранения плотности кинетической энергии АГВ ее амплитуда (колебаний давления воздуха) должна возрастать. При распространении АГВ вдоль атмосферного волновода ее поперечные колебания приводят к высотной квазигармонической модуляции уровней постоянной электронной концентрации, что диагностируется в виде ПИВ. Чем больше амплитуда АГВ – тем шире высотный интервал колебаний уровней постоянной электронной концентрации (толщина атмосферного волновода). При дальнейшем возрастании z_n , видимо, появляются причины, ограничивающие повышение H_e .

С увеличением z_n в диапазоне 200–380 км должны уменьшаться значения ΔN_{\max} и $A_{\Delta N}$, ведь ионизация уменьшается с высотным понижением плотности атмосферы. Этот вывод подтверждается в рабо-

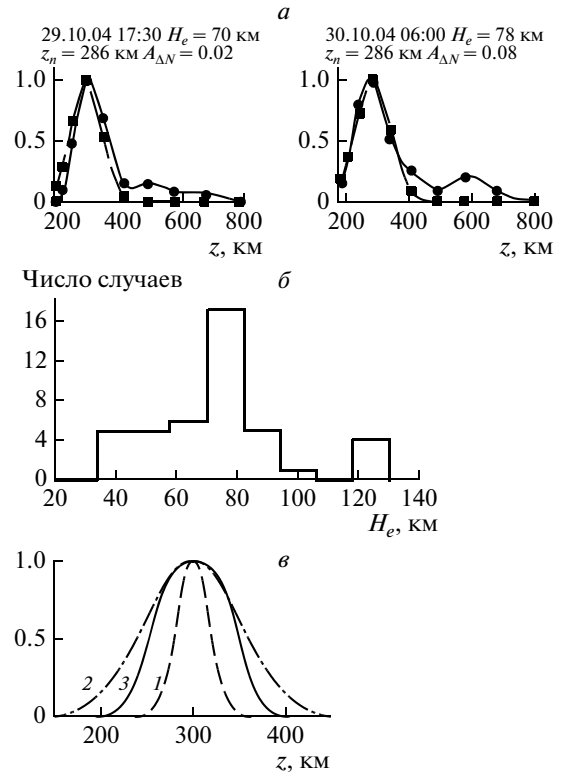


Рис. 9. К исследованию эффективной толщины атмосферного волновода. а – Зависимости $F_e(z)$ с двумя максимумами (кружки) и их аппроксимации $F_{ap}(z)$ (квадраты). б – Гистограмма значений H_e для 43 ВВ. в – К определению эффективной полутолщины атмосферного волновода. 1 – $F(z)$ при $H = 25$ км; 2 – $F(z)$ при $H = 72.4$ км. 3 – $F_n(z)$ при $z_0 = 0.3$ км и $h = 120$ км.

те [Федоренко и др., 2010], где методом ИСЗ показано: с ростом z_n от 200 до 400 км значения $A_{\Delta N}$ в среднем убывают от 0.4 до 0.1. В пользу такого заключения свидетельствуют также данные, приведенные на рис. 10г. Здесь при увеличении H_e от 35 до 140 км (при этом z_n возрастает от 200 до 400 км, см. рис. 10б) значения ΔN_m уменьшаются от 0.95×10^{11} до $0.1 \times 10^{11} \text{ м}^{-3}$.

7. ОБСУЖДЕНИЕ

Привлечение методов ВЗ и НР дало возможность по прямым измерениям N оценить значение эффективной толщины атмосферного волновода и высоты его расположения. По результатам этих измерений удалось также обосновать правомерность применения модели, описывающей высотное изменение величины возмущения ПИВ (1), а также установить эмпирические связи $H(z_n)$ и $\Delta N_{\max}(H)$.

Обращаем внимание на возможное единство механизмов генерации и распространения АГВ – ПИВ средних и крупных масштабов как антропогенного, так и естественного происхождения. В частности, полагаем, что общим свойством обоих масштабов антропогенных и естественных ПИВ

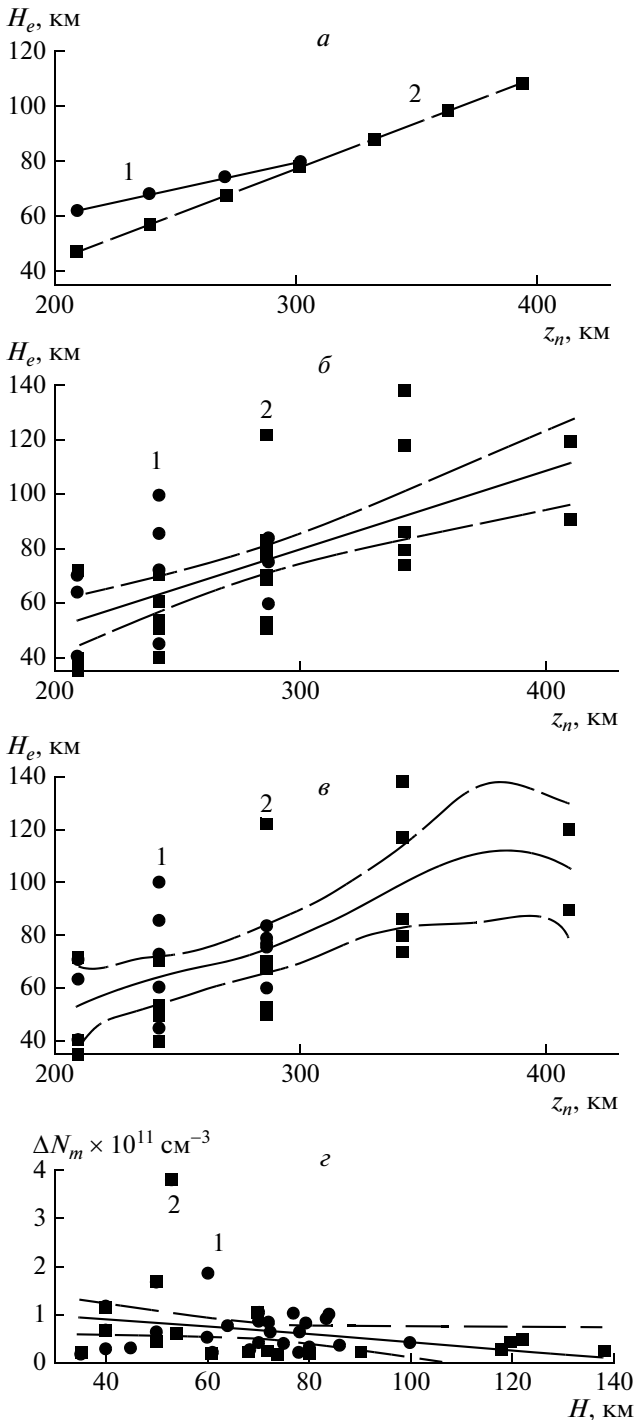


Рис. 10. Регрессионные зависимости $F_e(z_n)$. *а* – Линейные регрессии для измерений, выполненных 28–30.10 (1) и 08–10.11.04 (2). *б* – Линейная регрессия, рассчитанная по всем измерениям, и ее 95% доверительные интервалы. *в* – Регрессия 4-го порядка по всем экспериментальным данным и ее 95% доверительные интервалы. *г* – Зависимость ΔN_m от H .

является движение выбранного экстремума с постоянной скоростью по всему пути распространения. Предлагаем использовать это свойство для разграничения скорости дрейфа замороженной

ПИВ-модуляции от горизонтальной фазовой скорости ПИВ.

Отмечаем, что разбиение ПИВ на крупно- и среднемасштабные является условным. Нередко в экспериментах наблюдаются одновременно параметры, присущие ПИВ разных масштабов. В частности, приведенные в табл. 3 значения $L = 250–300$ км, характерны для среднемасштабных ПИВ, а $L = 700$ км – является нижней границей крупномасштабных ПИВ. Вместе с тем значения $T = 2–6$ ч для указанных ПИВ соответствуют параметрам крупномасштабных ПИВ. Поскольку полученные значения L ближе к среднемасштабным ПИВ, мы считаем, что исследуем все же возмущения средних пространственных горизонтальных масштабов. Радиопросвечивание ионосферы с борта низкоорбитных ИСЗ малопригодно для изучения крупномасштабных ПИВ.

В работе отмечается, что не все ПИВ-подобные возмущения перемещаются со скоростью породивших их АГВ. Весьма полезным является проиллюстрированный в работе способ определения горизонтальной фазовой скорости ПИВ по измерениям пространственной длины волны ПИВ (методом ИСЗ) и временного периода (методом ВЗ).

В работе для скорости перемещения экстремума ПИВ (13 м/с), фазовой скорости ПИВ (16–21 м/с) и скорости дрейфа ПИВ-модуляций N (–30...4 м/с) получены достаточно малые значения. В исследованиях [Афраймович и др., 2001] диапазон изменения наиболее вероятных значений скорости ПИВ составлял 10–40 м/с. Столь малые значения скоростей горизонтальных движений ионизации объясняют существование очень часто наблюдаемых нами “замороженных” ПИВ-структур, местоположение которых существенно не изменяется в течение от нескольких до десятка часов [Федоренко В.Н. и Федоренко Ю.П., 1992; Дорохов и др., 2004; Федоренко и др., 2010]. Поэтому частое обнаружение среднемасштабных ПИВ с фазовыми горизонтальными скоростями около 10 м/с является неоспоримым фактом. Такие малые скорости, по-видимому, являются скоростями перемещения последних колебаний цуга ПИВ. Ведь последние, завершающие, колебания цуга имеют наименьшую скорость распространения, и они вносят окончательный вклад в отклик ионосферы на прохождение в ней АГВ.

Мы полагаем, что большая вероятность обнаружения малых фазовых скоростей среднемасштабных ПИВ объясняется следующими обстоятельствами. АГВ–ПИВ представляет собой цуг колебаний, начальные экстремумы которого распространяются с убывающими от экстремума к экстремуму скоростями от 250 до 100 м/с. Последние экстремумы цуга имеют скорость от ~40 до ~10 м/с. Однако именно они завершают модуляцию ионосферы в виде медленных ПИВ. При

этом медленные ПИВ “стирают” на своем пути быстрые ПИВ. Зарегистрировать быстрые ПИВ возможно лишь при наличии сети станций (например, ВЗ), работающих в режиме, который близок к непрерывному. Интервалы между пролетами ИСЗ в 2–6 ч, 15-минутный режим станций ВЗ позволяет наблюдать лишь медленные ПИВ и замороженные ПИВ-модуляции N , которые остались в ионосфере после распространения последних экстремумов цуга. неподвижные ПИВ-модуляции с течением времени разрушаются процессом диффузии и дрейфом ионизации, величина скорости которой в разных частях ПИВ (над различными регионами) может иметь различные абсолютные значения и направления.

Наиболее часто в измерениях на нашем ИП наблюдались временные периоды ПИВ около 1.5–2 ч (см. рис. 2а, 4, 7, табл. 3, [Таран и др., 1979]), а пространственные периоды увеличивались в направлении север–юг [Тырнов и др., 2005; Федоренко и др., 2010]. С использованием зависимости $T(R)$, полученной по измерениям, выполненным после самого мощного в истории термоядерного взрыва (см. рис. 1а), можно заключить: наблюдаемые параметры и особенности (временные периоды, изменение пространственных периодов) свидетельствуют о том, что источники зарождения ПИВ чаще находятся в интервале широт ~ 80 – 85° N на расстояниях от ИП до ~ 3.4 – 3.9 тыс. км, при этом ПИВ перемещаются с севера на юг.

Обнаруженные в исследованиях интенсивные ПИВ с $A_{\Delta N} \approx 0.5$ – 0.8 указывают на необходимость учета нелинейных эффектов в теоретических моделях (как при порождении, так и при распространении ПИВ). Отказ от линеаризации исходных уравнений гидродинамики позволит объяснить расширенный спектр наблюдаемых эффектов, точнее выявить их сущность.

8. ВЫВОДЫ

Одновременное применение методов вертикального зондирования, некогерентного рассеяния и радиопросвечивания ионосферы когерентными сигналами низкоорбитных навигационных спутников позволило повысить достоверность определения фазовой горизонтальной скорости ПИВ, уточнить и установить следующие параметры среднemasштабных ПИВ.

1. Эффективная толщина атмосферного волновода в среднем составляет около 50 км.

2. Высота центральной оси атмосферного волновода близка к высоте основного максимума ионизации.

3. С увеличением высоты центральной продольной оси волновода от 200 до 400 км в два раза возрастает его эффективная толщина и более чем в

девять раз уменьшается абсолютное значение амплитуды возмущения электронной концентрации.

4. Пространственный горизонтальный масштаб ПИВ изменялся в диапазоне 250–700 км.

5. Горизонтальная фазовая скорость перемещения последних колебаний цуга ПИВ на широте около 50° составляла ~ 16 – 21 м/с.

6. Предельно наблюдаемые относительные амплитуды ПИВ близки к 0.8.

7. Изменение интенсивности ПИВ при удалении от оси волновода удовлетворительно описывается соотношением (1).

8. Источник большинства регулярно наблюдаемых ПИВ, движущихся с севера на юг, находится в интервале географических широт ~ 80 – 85° N.

9. Выбранный экстремум одного и того же ПИВ как искусственного, так и естественного происхождения перемещается с неизменной скоростью на расстояния до нескольких тысяч километров.

10. Предложен способ, позволяющий различать дрейф ПИВ-модуляции электронной концентрации ионосферы от волнового распространения АГВ–ПИВ.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- Андреева Е.С. Возможность восстановления структуры E - и D -областей ионосферы методом лучевой радиотомографии // Вестн. МГУ. Сер. 3. Физика. Астрономия. № 2. С. 62–68. 2004.
- Андреева Е.С., Гохберг М.Б., Куницын В.Е., Терещенко Е.Д., Худукон Б.З., Шалимов С.Л. Радиотомографическая регистрация возмущений ионосферы от наземных взрывов. Космические исследования // Т. 39. № 1. С. 13–17. 2001.
- Аушев В.М., Ашкалиев Я.Ф., Винс Р.Х., Водяников В.В., Гордиенко Г.И., Погорельцев А.И., Яковец А.Ф. Спектр атмосферных гравитационных волн в мезосфере и термосфере // Геомагнетизм и аэронавигация. Т. 42. № 4. С. 560–568. 2002.
- Афраймович Э.Л., Липко Ю.В., Вугмейстер Б.О. Параметры мелкомасштабных и среднemasштабных неоднородностей высокоширотной ионосферы по наблюдениям в Норильске // Геомагнетизм и аэронавигация. Т. 41. № 1. С. 124–131. 2001.
- Баскаков С.И. Радиотехнические цепи и сигналы. М.: Высшая школа. 536 с. 1983.
- Гершман Б.Н. Динамика ионосферной плазмы. М.: Наука. 1974.
- Госсард Э., Хук У. Волны в атмосфере. М.: Мир. 532 с. 1978.
- Григорьев Г.И. Акустико-гравитационные волны в атмосфере Земли (обзор) // Изв. вузов Радиофизика. Т. 42. № 1. С. 3–25. 1999.
- Дорохов В.Л., Сомов В.Г., Федоренко В.Н., Федоренко Ю.П. Диагностика среднemasштабных перемещающихся ионосферных возмущений при помощи радиопросвечивания ионосферы сигналами низкоорбитных навигационных спутников Земли //

- Вісник Харківського національного університету імені В.Н. Каразіна. № 646. Серія "Радіофізика та електроніка". Випуск 2. С. 224–229. 2004.
- Емельянов Л.Я. Измерение высотных профилей электронной концентрации методом некогерентного рассеяния // Геомагнетизм и аэрномия. Т. 42. № 1. С. 116–120. 2002.
 - Куницын В.Е., Сураев С.Н., Ахмедов Р.Р. Моделирование распространения акустико-гравитационных волн в атмосфере для различных поверхностных источников // Вест. МГУ. Сер. 3. Физика. Астрономия. № 2. С. 59–63. 2007.
 - Куницын В.Е., Терещенко Е.Д., Андреева Е.С., Кожарин М.А., Козлова М.О., Мельниченко Ю.А., Нестеров И.А., Худукон Б.З. Радиотомография ионосферы на базе различных навигационных систем // 21 Всероссийская научная конф. по распространению радиоволн (сборник докладов). Йошкар-Ола. Т. 1. С. 39–45. 2005.
 - Лысенко В.Н. Измерение вертикальной составляющей скорости дрейфа плазмы и кинетических температур в ионосфере // Геомагнетизм и аэрномия. Т. 41. № 3. С. 365–368. 2001.
 - Лысенко В.Н. Измерение параметров ионосферы средствами корреляционной обработки некогерентного рассеяния сигнала // Радиофизика и электроника. Сб. науч. тр. Харьков: Ин-т радиофизики и электроники НАН Украины. Т. 7. № 1. С. 82–88. 2002.
 - Погорельцев А.И., Перцев Н.Н. Влияние фонового ветра на формирование структуры акустико-гравитационных волн в термосфере // Изв. АН СССР. Физика атмосферы и океана. Т. 31. № 6. С. 755–760. 1995.
 - Таран В.И. Исследование ионосферы в естественном и искусственно возмущенном состояниях методом некогерентного рассеяния // Геомагнетизм и аэрномия. Т. 41. № 5. С. 659–666. 2001.
 - Таран В.И., Подбьчий Ю.И., Головин В.И., Ващенко В.И., Аркадьев И.Д. Перемещающиеся ионосферные возмущения, обнаруженные методом некогерентного рассеяния // Ионосферн. исслед. № 27. С. 102–110. 1979.
 - Тырнов О.Ф., Федоренко Ю.П., Черногор Л.Ф. Исследование волновых возмущений электронной концентрации при помощи радиопросвечивания ионосферы когерентными сигналами навигационных спутников Земли // Усп. соврем. радиоэлектроники. № 1. С. 36–80. 2005.
 - Федоренко Ю.П., Тырнов О.Ф., Федоренко В.Н. Оценки параметров перемещающихся ионосферных возмущений, полученные на основе радиопросвечивания ионосферы сигналами низкоорбитных ИСЗ // Геомагнетизм и аэрномия. Т. 50. № 3. С. 1–16. 2010.
 - Федоренко В.Н., Федоренко Ю.П. К исследованию мелкомасштабных структур ионосферы // Геомагнетизм и аэрномия. Т. 32. № 1. С. 161–164. 1992.
 - Федоренко В.Н., Федоренко Ю.П., Шагмуратов И.И. Результаты исследования ионосферы, полученные при помощи пространственно разнесенного приема радиосигналов низкоорбитных навигационных ИСЗ // Геомагнетизм и аэрномия. Т. 37. № 3. С. 121–126. 1997.
 - Шагмуратов И.И., Карнов И.В., Кшевецкий С.П., Ружин Ю.Я. Исследование структуры перемещающихся ионосферных возмущений на основе томографических экспериментов // Геомагнетизм и аэрномия. Т. 41. № 3. С. 394–399. 2001.
 - Chiu Y.T. An improved phenomenological model of ionospheric density // J. Atmos. Terr. Phys. V. 37. № 10. P. 1563–1570. 1975.
 - Evans J.V., Holt J.M., Wand R.H. A differential-Doppler study of traveling ionospheric disturbances from Millstone Hill // Radio Sci. V. 18. № 3. P. 435–451. 1983.
 - Francis S.H. A theory of medium-scale traveling ionospheric disturbances // J. Geophys. Res. V. 79. № 34. P. 5245–5260. 1974.
 - Hocke K., Schlegel K. A review of atmospheric gravity waves and traveling ionospheric disturbances: 1982–1995 // Ann. Geophysicae. V. 14. P. 917–940. 1996.
 - Hooke W.H. Ionospheric irregularities produced by internal atmospheric gravity waves // J. Atmos. Terr. Phys. V. 30. P. 795–823. 1968.
 - Hunsucker R.D. Atmospheric gravity waves generated in the high-latitude ionosphere: A review // Rev. Geophys. Space Phys. V. 20. № 2. P. 393–315. 1982.
 - Iyer K.N. Effect of traveling ionospheric disturbances on HF phase-path measurements // Indian J. Radio Space Phys. V. 12. P. 47–49. 1983.
 - Lomax J.B., Nielson D.L. Observation of acoustic-gravity wave effects showing geomagnetic field dependence // J. Atmos. Terr. Phys. V. 30. № 5. P. 1033–1050. 1968.
 - Nalesso G.F., Jacobson A.R. On a mechanism for ducting of acoustic and short-period acoustic-gravity waves by the upper atmospheric thermocline // Ann. Geophysicae. V. 11. P. 372–376. 1993.
 - Ogawa T., Igarashi K., Aikyo K., Maeno H. Satellite observation of medium-scale traveling ionospheric disturbances over Syowa station // Proc. NIPR Symp. Upper Atmos. V. 1. P. 192–198. 1988.
 - Press F., Harkrider D. Propagation of acoustic-gravity waves in the atmosphere // J. Geophys. Res. V. 67. P. 3889–3909. 1962.
 - Roberts D.H., Rogers A.E.E., Allen B.R., Bennett C.L., Burke B.F., Greenfield P.E., Lawrence C.R., Clark T.A. Radio interferometric detection of a traveling ionospheric disturbance excited by the explosion of mount St Helens // J. Geophys. Res. V. 87. № A8. P. 6302–6306. 1982.
 - Row R.V. Acoustic-gravity waves in the upper atmosphere due to a nuclear detonation and an earthquake // J. Geophys. Res. V. 72. № 5. P. 1955–1610. 1967.
 - Senior A. et al. Effects of high-latitude atmospheric gravity wave disturbances on artificial HF radar backscatter // Ann. Geophysicae. V. 24. P. 2347–2361. 2006.
 - Tedd B.L., Strangeways H.J., Jones T.B. The influence of large-scale TIDs on the bearings of geographically spaced HF transmissions // J. Atmos. Terr. Phys. V. 46. № 2. P. 109–117. 1984.
 - Wickersham A.F. Identification of acoustic-gravity waves from ionospheric range-time observations // J. Geophys. Res. V. 71. № 19. P. 4551–4555. 1966.