

УДК 551.510

ОСОБЕННОСТИ ПЕРЕНОСА ЭНЕРГИИ В АТМОСФЕРЕ АКУСТИКО-ГРАВИТАЦИОННЫМИ ВОЛНАМИ

© 2012 г. Е. И. Крючков, А. К. Федоренко

Институт космических исследований НАНУ-НКАУ, г. Киев, Украина

e-mail: john_k@i.ua, aurora28@i.ua

Поступила в редакцию 24.06.2010 г.

После доработки 13.04.2011 г.

Исследована зависимость переноса энергии акустико-гравитационными волнами (АГВ) от их спектральных свойств. На основе анализа выражений для групповых скоростей и потоков энергии АГВ показано, что существуют выделенные частоты и длины волн, при которых перенос энергии в пространстве наиболее эффективен. Сравнение полученных результатов с данными наблюдений на спутнике Dynamics Explorer 2 показывает, что в верхней атмосфере полярных регионов Земли преобладают АГВ со спектральными параметрами, соответствующими максимуму переноса энергии.

1. ВВЕДЕНИЕ

Акустико-гравитационные волны (АГВ) играют важную роль в энергетике верхней атмосферы, обеспечивая перераспределение энергии различных возмущений в планетарном масштабе. Для понимания роли АГВ в переносе энергии в атмосфере важно исследовать, как зависит эффективность этого процесса от спектральных свойств волн. Линейная теория АГВ допускает существование непрерывного спектра свободно распространяющихся волн, спектральные характеристики которых удовлетворяют дисперсионному уравнению [Hines, 1960; Григорьев, 1999]. Однако наблюдения со спутника DE2 показали, что в полярных регионах, на высотах F -области ионосферы преобладают АГВ с выделенными масштабами: горизонтальные длины волн 500–650 км, периоды 800–950 с, горизонтальные фазовые скорости 600–750 м/с [Johnson et al., 1995; Федоренко, 2009]. Маловероятно существование в полярных областях систематического источника, который генерировал бы однотипные по спектру АГВ над обеими полярными шапками в разные сезоны и в достаточно протяженном интервале высот 250–400 км.

В данной работе объясняется преобладание экспериментально наблюдаемых в полярных регионах спектральных параметров АГВ с точки зрения наиболее эффективного переноса энергии этими волнами.

2. ЭНЕРГЕТИЧЕСКИЕ ПАРАМЕТРЫ АГВ

Ограничимся приближением линейных свободно распространяющихся АГВ в изотермической неподвижной атмосфере. Теория таких волн впервые была развита в работе [Hines, 1960] и ос-

новывается на линеаризованных базовых уравнениях гидродинамики, в которых не учитываются сила Кориолиса, центробежная сила, вязкость, теплопроводность и источники. АГВ представляются в виде плоских волн вариаций плотности $\delta\rho$, давления δp и скорости смещения объема газа по горизонтали v_x и по вертикали v_z . Невозмущенные значения плотности ρ_0 и давления p_0 не зависят от времени, горизонтальных координат, и удовлетворяют условию гидростатического равновесия: $p_0/\rho_0 = gH = c^2/\gamma$, где H – высота однородной атмосферы, c – скорость звука, g – ускорение силы тяжести, γ – показатель адиабаты. Из исходной системы гидродинамических уравнений получаются так называемые поляризационные соотношения, устанавливающие связи между различными вариациями (δp , $\delta\rho$, v_x , v_z) в зависимости от спектральных параметров АГВ. Другим важным следствием этих уравнений является дисперсионное соотношение АГВ:

$$G = \frac{\omega^2}{\omega_b^2} \left[(k_x^2 + k_z^2) H^2 + \frac{1}{4} - \frac{\gamma - 1}{\gamma^2} \frac{\omega^2}{\omega_b^2} \right] - k_x^2 H^2 = 0, \quad (1)$$

где $\omega_b = g\sqrt{(\gamma - 1)}/c$ – частота Брента–Вяйсяля, k_x и k_z – компоненты волнового вектора. Гравитационной ветви соответствуют частоты $\omega < \omega_b$, и всегда выполняется условие $u_x < c$, где $u_x = \omega/k_x$ – горизонтальная фазовая скорость волны.

Из той же системы уравнений следует энергетическое уравнение АГВ, которое без учета источников и потерь имеет вид [Yeh and Liu, 1974]:

$$\frac{\partial}{\partial t} [E_K + E_A + E_G] + \nabla(\omega \delta p) = 0, \quad (2)$$

где $E_K = E_{KX} + E_{KZ} = \frac{1}{2} \rho_0 (v_x^2 + v_z^2)$ – плотность кинетической энергии, состоящая из горизонтальной E_{KX} и вертикальной E_{KZ} компонент;

$E_A = \frac{\delta p^2}{2\rho_0 c^2}$ – плотность упругой акустической

энергии; $E_G = \frac{g}{2\rho_0 \sigma c^2} (\delta p - c^2 \delta \rho)^2$ – плотность

термобарической энергии, $\sigma = (\gamma - 1)g + \frac{dc^2}{dz}$ – ко-

эффициент статической устойчивости, на высотах термосферы полагаем $\sigma = (\gamma - 1)g$; $\upsilon \delta p = W$ – вектор потока энергии. Как видно из выражения (2), в АГВ есть два вида потенциальной энергии: упругая энергия акустического сжатия, связанная с флуктуациями давления, и так называемая термобарическая энергия, связанная с вертикальными смещениями объема атмосферного газа под действием сил тяжести и плавучести. Суммарная потенциальная энергия $E_p = E_A + E_G$, а полная энергия соответственно $E = E_K + E_p$. Также важным следствием линеаризованных базовых уравнений АГВ является равенство средних по периоду энергий $\bar{E}_K = \bar{E}_p$ [Дикий, 1969].

Для исследования переноса энергии нам понадобятся компоненты групповой скорости и усредненные по периоду компоненты потока энергии. Групповые скорости определим по формулам:

$$V_x = \omega_{k_x} = -G_{k_x}/G_\omega, \quad V_z = \omega_{k_z} = -G_{k_z}/G_\omega, \quad (3)$$

где нижние индексы обозначают соответствующие частные производные от функции G , определяемой выражением (1). Выразим эти величины в виде функций от безразмерных параметров $\omega_b/\omega = T/T_b$ и u_x/c :

$$\begin{aligned} \frac{V_x}{c} &= \frac{u_x}{c} \left(\frac{\omega_b^2}{\omega^2} - 1 \right) \left(\frac{\omega_b^2}{\omega^2} - \frac{u_x^2}{c^2} \right)^{-1}; \\ \frac{V_z}{c} &= -\frac{u_x}{c} \frac{k_z}{k_x} \left(\frac{\omega_b^2}{\omega^2} - \frac{u_x^2}{c^2} \right)^{-1}. \end{aligned} \quad (4)$$

Отношение k_z/k_x определяем из дисперсионного уравнения (1):

$$\frac{k_z^2}{k_x^2} = \frac{\omega_b^2}{\omega^2} + \frac{u_x^2}{c^2} - 1 - d^2, \quad (5)$$

где $d = \lambda_x/4\pi H$, $\lambda_x = 2\pi/k_x$. Знак минус в формуле (4) для вертикальной компоненты указывает на известную особенность АГВ: по горизонтали энергия и фаза волны распространяются в одном направлении, по вертикали – в противоположных направлениях.

Усредненные компоненты потока энергии найдем через среднюю плотность энергии и групповые скорости:

$$\bar{W}_x = \langle \delta p v_x \rangle = \bar{E} V_x, \quad \bar{W}_z = \langle \delta p v_z \rangle = \bar{E} V_z. \quad (6)$$

Величины \bar{E} , \bar{W}_x , \bar{W}_z можно выразить через амплитуду любой волновой вариации (скорости, давления, плотности, температуры). Используя выражение (1), (2) и поляризационные соотношения АГВ [Yeh and Liu, 1974], выразим плотность усредненной энергии через разные амплитуды:

$$\begin{aligned} \bar{E} &= \frac{1}{2} \rho_0 (|v_x^2| + |v_z^2|); \\ \bar{E} &= \frac{1}{2} \rho_0 c^2 \left| \frac{\delta \rho}{\rho_0} \right|^2 \frac{\frac{\omega_b^2}{\omega^2} - \frac{u_x^2}{c^2}}{(\gamma - 1) \frac{\omega_b^2}{\omega^2} - \frac{u_x^2}{c^2}}; \\ \bar{E} &= \frac{1}{2} \rho_0 c^2 \left| \frac{\delta p}{p_0} \right|^2 \frac{\frac{\omega_b^2}{\omega^2} - \frac{u_x^2}{c^2}}{\gamma^2 \frac{u_x^2}{c^2} \left(\frac{\omega_b^2}{\omega^2} - 1 \right)}; \\ \bar{E} &= \frac{1}{2} \rho_0 c^2 \left| \frac{\delta T_n}{T_{n0}} \right|^2 \frac{1}{\gamma - 1} \frac{\frac{\omega_b^2}{\omega^2} - \frac{u_x^2}{c^2}}{\frac{\omega_b^2}{\omega^2} - (\gamma - 1) \frac{u_x^2}{c^2}}, \end{aligned} \quad (7)$$

где T_{n0} – фоновая температура нейтрального газа.

При свободном распространении АГВ ($k_z^2 > 0$) знаменатели в выражениях (7) всегда больше нуля, что следует из дисперсионного уравнения. Выражения для компонент потоков энергии \bar{W}_x и \bar{W}_z в явном виде не приведены, поскольку они легко получаются путем умножения \bar{E} (7) на соответствующую компоненту групповой скорости (4).

3. ЭФФЕКТИВНОСТЬ ПЕРЕНОСА ЭНЕРГИИ АГВ

На основе полученных энергетических выражений (4)–(7) проанализируем, насколько эффективно переносят энергию в пространстве АГВ с разными спектральными характеристиками. Будем исследовать эти выражения как функции от двух безразмерных переменных: временной T/T_b и пространственной d . Поскольку в работе полученные результаты будут сравниваться с данными измерений на спутнике DE2, положим далее при численных оценках $\gamma = 1.6$, что примерно соответствует условиям этих измерений (относительное содержание атомарного кислорода O ~70%, а молекулярного азота N₂ ~30%).

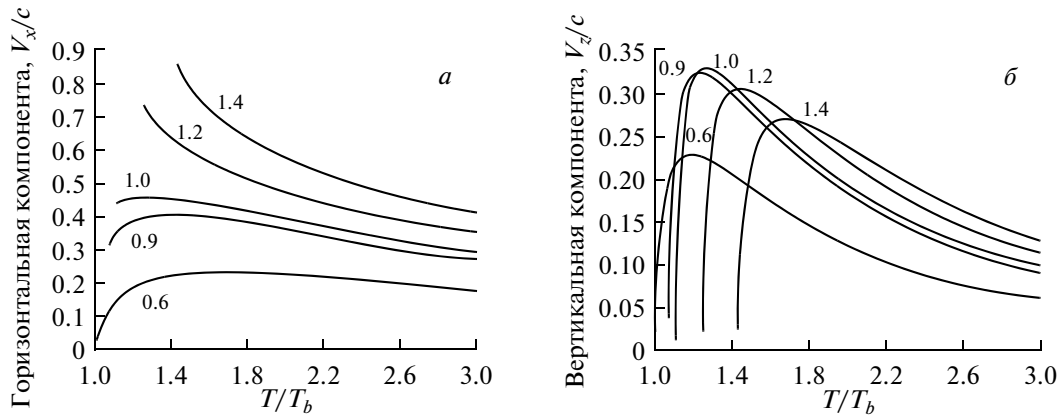


Рис. 1. Зависимости горизонтальной V_x/c (а) и вертикальной V_z/c (б) компонент групповой скорости от периода АГВ.

Вначале рассмотрим компоненты групповой скорости. Из анализа соотношения (4) следует, что составляющая V_z имеет абсолютный максимум в точке:

$$d = 1; \left(\frac{T}{T_b}\right)^2 = 1 + \frac{(2-\gamma)^{2/3}}{\gamma} \times \left[(\gamma + 2\sqrt{\gamma-1})^{1/3} + (\gamma - 2\sqrt{\gamma-1})^{1/3} \right]. \quad (8)$$

При $\gamma = 1.6$ координаты максимума V_z следующие: $d = 1$, $T/T_b \approx 1.27$, $u_x/c \approx 0.76$. Зависимости нормированных компонент групповой скорости от переменной T/T_b при отдельных значениях $d = 0.6$; 0.9 ; 1.0 ; 1.2 ; 1.4 представлены на рис. 1а, 1б. Отсечка кривых в области минимальных T/T_b следует из необходимости выполнения условия $k_z^2 > 0$. В горизонтальной компоненте V_x максимумы выражены слабо, а при $d > 1$ вообще не проявляются. Отметим, что при $d = 1$ максимумы в V_z и V_x наблюдаются при одном и том же периоде, но при отклонении d от единицы, максимумы в этих компонентах смещаются по периодам в разные стороны. Таким образом, существует единственный период АГВ, при котором одновременно достигаются максимумы групповой скорости по вертикали и горизонтали.

С точки зрения эффективности переноса энергии важна не столько групповая скорость АГВ, сколько величина самого потока энергии. Анализ компонент потока энергии усложняется наличием амплитудных множителей. Чтобы исключить зависимость потока энергии от амплитуды, воспользуемся понятием адиабатического инварианта $\bar{E}/\omega = N$ [Рабинович и Трубецков, 2000]. Положим, что для АГВ при медленных изменениях параметров среды величина N сохраняется. Тогда компоненты усредненного потока

энергии АГВ запишем в виде: $\bar{W}_x = N\omega_b c w_x$; $\bar{W}_z = N\omega_b c w_z$, где

$$w_x = \frac{\omega V_x}{\omega_b c}; \quad w_z = \frac{\omega V_z}{\omega_b c}. \quad (9)$$

Зависимости безразмерных компонент потока (9) от переменной T/T_b ведут себя подобно компонентам групповой скорости (рис. 1). В w_z также наблюдается абсолютный максимум, который незначительно сдвинут относительно максимума V_z : $d \approx 0.93$, $T/T_b \approx 1.19$, $u_x/c \approx 0.76$ (при $\gamma = 1.6$).

Зависимости абсолютных величин групповой скорости $V = \sqrt{V_x^2 + V_z^2}$ и потока $w = \sqrt{w_x^2 + w_z^2}$ от периода показаны на рис. 2а, 2б. При изменении d в пределах $0.6-1.1$ максимумы V/c несколько “размыты” по периоду $T/T_b \approx 1.36-1.26$, в то время как максимумы w отчетливо “фокусируются” на значении $T/T_b \approx 1.2$.

Как видно из рисунков 1 и 2, наиболее эффективный перенос энергии осуществляют короткопериодные АГВ. Максимумы V и w достигаются при определенных значениях T/T_b , зависящих только от свойств среды, причем эти значения близки друг к другу: $T/T_b \approx 1.2$ для потока энергии и ≈ 1.3 для групповой скорости. Это выделенное значение параметра T/T_b можно считать первым условием максимального переноса энергии посредством АГВ. Вторым условием является выделенное значение параметра d , такое, чтобы при заданном T/T_b максимумы потока достигались одновременно в вертикальной и горизонтальной компонентах. Для потока энергии таким выделенным масштабом является $d \approx 0.93$, а для групповой скорости $d = 1$. Кривые $d = 1.2$ и $d = 1.4$ на рис. 2 лежат выше максимума абсолютного потока, но для них не выполняется условие одновременного максимального переноса энергии по разным направлениям: по мере увеличения d перенос энергии становится все более горизонталь-

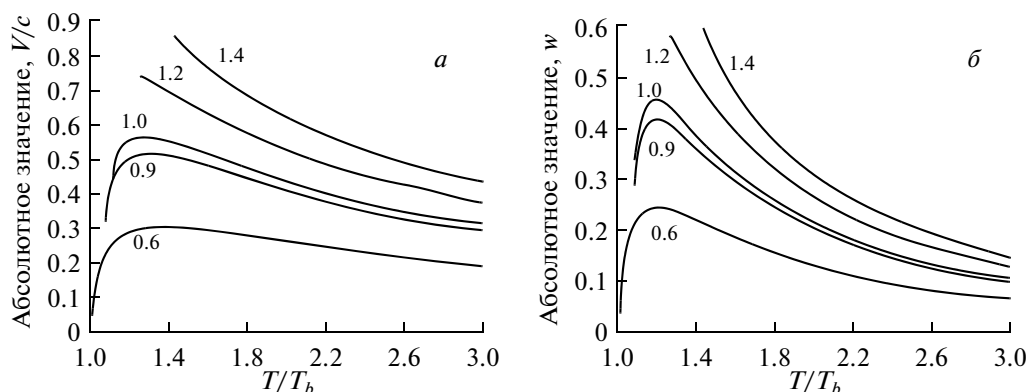


Рис. 2. Зависимости от периода абсолютных значений групповой скорости V/c (а) и потока энергии w (б).

ным. Таким образом, существует единственная пара значений ($T/T_b \approx 1.2$; $d \approx 0.93$), при которых максимум потока энергии одновременно достигается и по абсолютной величине, и по каждому направлению.

В атмосфере Земли с увеличением высоты происходит переход от преимущественно двухатомного газа к одноатомному газу, соответственно γ изменяется от 1.4 до 1.67. Связанные с этим изменения спектральных параметров АГВ, соответствующих максимуму переноса энергии, показаны в таблице.

Определим направление, в котором осуществляется максимальный перенос энергии АГВ. Направления переноса энергии и распространения фазы в АГВ не совпадают. Пусть угол α определяет направление вектора групповой скорости \mathbf{V} (или потока энергии \mathbf{W}), а угол β — направление волнового вектора \mathbf{k} относительно горизонта (рис. 3).

Из выражений (4) и (5) следует простое соотношение между углами α и β :

$$\operatorname{tg} \alpha = \frac{-\operatorname{tg} \beta}{(T/T_b)^2 - 1}.$$

Зависимости углов α и $\alpha + \beta$ от периода АГВ показаны на рис. 4а и 4б. С увеличением периода угол $\alpha + \beta$ достаточно быстро стремится к $\pi/2$, а

волновой вектор \mathbf{k} все больше наклоняется к горизонту при разных значениях d . Максимальному переносу энергии соответствует $\alpha + \beta \approx 60^\circ$, при этом энергия наиболее эффективно переносится под углом $\alpha \approx 40^\circ$ к горизонту. Интересно отметить, что максимально эффективный перенос энергии по вертикали осуществляют АГВ, распространяющиеся под углом, близким к горизонту ($\beta \approx 20^\circ$).

4. СРАВНЕНИЕ РЕЗУЛЬТАТОВ С ДАННЫМИ СПУТНИКОВЫХ ИЗМЕРЕНИЙ

В этом разделе полученные выше теоретические результаты сравниваются с данными исследований волновых процессов в атмосфере Земли по данным низкоорбитального полярного спутника Dynamics Explorer 2 (DE2). Орбитальная конфигурация DE2 с высотой 250–1000 км и наклоном 90° удобна для систематических исследований волновой активности на высотах F -области ионосферы, так как измерения охватывают все географические регионы. Комплекс научной аппаратуры DE2 включал датчики параметров нейтральной и плазменной компонент атмосферы [Carignan et al., 1981; Spencer et al., 1981].

В верхней атмосфере высоких широт высыпания заряженных частиц и диссипация токовых систем служат постоянным источником возму-

Параметры максимума переноса энергии при разных значениях γ

γ	1.40		1.60		1.67	
	V	w	V	w	V	w
d	1.00	0.88	1.00	0.93	1.00	0.95
T/T_b	1.40	1.27	1.27	1.20	1.23	1.17
$u_{x/c}$	0.64	0.62	0.76	0.75	0.80	0.80

щений. Вследствие этого над полярными шапками в обоих полушариях на высотах ионосферной F -области систематически наблюдаются АГВ с относительными амплитудами вариаций нейтральной плотности до 10%, что почти на порядок больше, чем на средних и в низких широтах. Следовательно, и энергия, переносимая полярными АГВ, на 1–2 порядка превышает энергию этих волн в других широтных областях. Для среднemasштабных АГВ над обеими шапками характерны выделенные спектральные свойства: $\bar{\lambda}_x \approx 550$ км, $\bar{u}_x \approx 640$ м/с, $\bar{T} \approx 860$ с. Характеристики этих волн подробно описаны в работе [Федоренко, 2010].

Перейдем к безразмерным величинам и сравним наблюдаемые значения параметров с условием максимально эффективного переноса энергии. Из-за изменения фоновой температуры атмосферы и вариаций химического состава в пределах отдельных волновых щугов H изменялась в интервале 40–50 км. При этом соответственно изменяются $c \approx 790$ –885 м/с и $T_b \approx 655$ –732 с. В этих пределах наблюдаемые средние значения спектральных параметров составляют: $\bar{d} \approx 1.1$ –0.88, $\bar{T}/T_b \approx 1.31$ –1.18, $\bar{u}_x/c \approx 0.65$ –0.9. Сравнивая их с параметрами АГВ из таблицы, приходим к выводу, что над полярными регионами реализуется волновой режим, примерно отвечающий наиболее эффективному переносу энергии. Таким образом, пространственные и временные масштабы АГВ над полярными шапками являются выделенными с энергетической точки зрения.

Отметим, что определенные на основе спутниковых измерений спектральные характеристики АГВ являются приближенными. Истинное значение λ_x всегда несколько отличается от измеряемого со спутника из-за эффекта Доплера и в зависимости от того, под каким углом спутник пересекает волновой фронт. Это влечет за собой неточность и в определении периода. Косвенно оценим, насколько истинные значения спектральных параметров полярных АГВ близки к наблюдаемым. Для этого рассчитаем плотность энергии АГВ над полярной шапкой вдоль отдельного витка спутника DE2 с помощью методики, предложенной в статье [Федоренко, 2010]. В этой работе потенциальная энергия АГВ определяется по соотношению амплитуд колебаний концентраций в разных сортах газов, при этом спектральные параметры АГВ не используются. Полученное таким образом распределение плотности потенциальных энергий АГВ вдоль витка 8216 показано на рис. 5б. Поскольку в АГВ $\bar{E}_K = \bar{E}_P$, полная плотность энергии $\bar{E} = 2(\bar{E}_A + \bar{E}_G)$. На рисунке 5а показаны соответствующие этому же интервалу измерений волновые формы в вариациях концентраций нейтральных газов. С другой стороны, рассчитаем плотность энергии $\bar{E}(\delta\rho)$ для витка 8216 по форму-

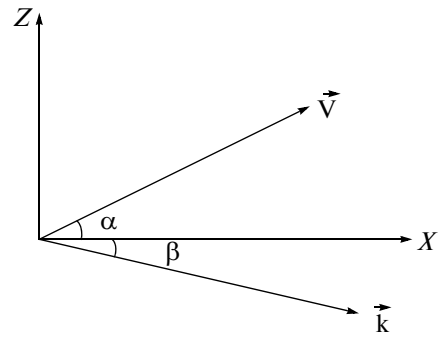


Рис. 3. Схематическое изображение векторов \mathbf{V} и \mathbf{k} для АГВ при $k_z < 0$.

ле (7) для $\gamma = 1.6$, $H \approx 41$ км, $\rho_0 \approx 3 \times 10^{-14}$ г/см³, $T/T_b \approx 1.2$, $d \approx 1$, $u_x/c \approx 0.8$. Получаем возрастание плотности энергии от 3.2×10^{-7} до 1.7×10^{-6} эрг/см³ при увеличении $\delta\rho/\rho_0$ от 3 до 7%, что согласуется с распределением энергии, показанным на рис. 5б. Совпадение плотностей энергии, вычисленных двумя способами, один из которых не опирается на спектральные параметры АГВ, косвенно указывает, что эти параметры близки к истинным. Таким образом, спектральные параметры наблюдаемых над полярными шапками АГВ соответствуют условию максимально эффективного переноса энергии.

5. РАСПРЕДЕЛЕНИЕ ЭНЕРГИИ АГВ ПО КОМПОНЕНТАМ

Рассмотрим еще одну особенность энергетики АГВ со спектральными параметрами, соответствующими экспериментально наблюдаемым полярным волнам. По вертикали частицы среды движутся в АГВ под действием сил тяжести и плавучести. Этим движениям соответствуют потенциальная термобарическая энергия \bar{E}_G и вертикальная кинетическая энергия \bar{E}_{KZ} . По горизонтали движение частиц происходит под действием градиента давления. Горизонтальным движениям частиц соответствуют упругая акустическая \bar{E}_A и горизонтальная кинетическая энергии \bar{E}_{KX} . Компоненты средних кинетических и потенциальных энергий АГВ связаны следующими соотношениями [Федоренко, 2010]:

$$\frac{\bar{E}_{KZ}}{\bar{E}_{KX}} = \frac{1 - (u_x/c)^2}{(T/T_b)^2 - 1}; \quad \frac{\bar{E}_G}{\bar{E}_A} = \frac{(c/u_x)^2 - 1}{1 - (T_b/T)^2}. \quad (10)$$

На рисунке 6 представлены кривые, на каждой из которых выполняется равенство компонент энергий. На кривой 1 равны компоненты кинетиче-

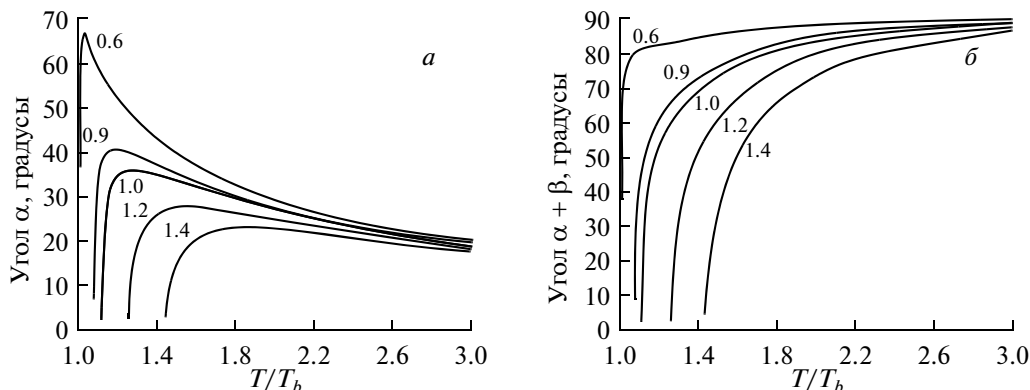


Рис. 4. Угол наклона вектора \mathbf{V} к горизонту (а), угол между \mathbf{V} и \mathbf{k} (б) в зависимости от периода при разных значениях параметра d .

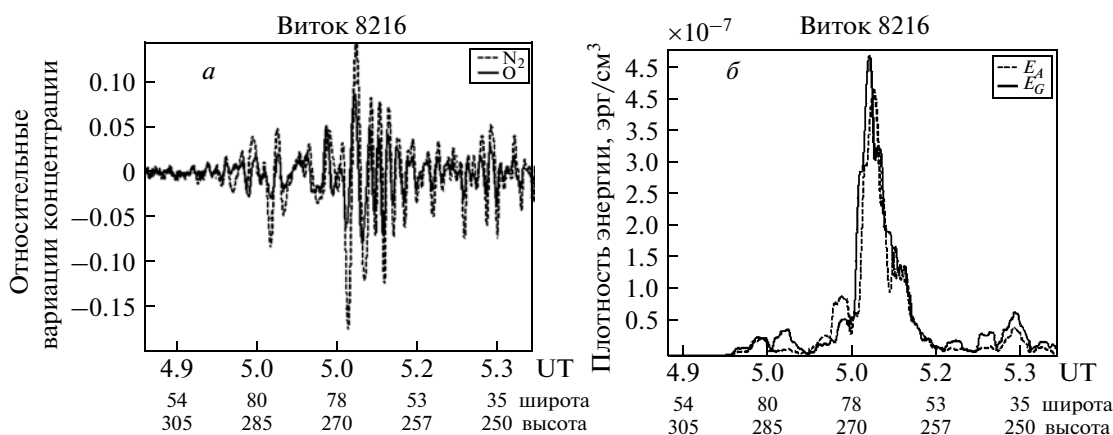


Рис. 5. Относительные вариации концентрации (а) и средние по периоду плотности потенциальных энергий АГВ вдоль витка DE2 (б) в зависимости от инвариантной широты (градусы) и высоты спутника (км).

ских энергий АГВ $\bar{E}_{KZ} = \bar{E}_{KX}$. Нетрудно проверить, что этой кривой принадлежит и точка, соответствующая максимуму потока энергии АГВ с координатами $T/T_b \approx 1.2, d \approx 0.93$. Равенству ком-

понент потенциальной энергии АГВ $\bar{E}_A = \bar{E}_G$ соответствует кривая 3. Отметим, что равенство двух компонент потенциальной энергии в полярных АГВ экспериментально наблюдалось при анализе спутниковых данных и проиллюстрировано на рис. 5б.

Рассмотрим также энергию АГВ, приходящуюся на вертикальную степень свободы $\bar{E}_Z = \bar{E}_{KZ} + \bar{E}_G$ (полная энергия вертикальных движений), и энергию $\bar{E}_X = \bar{E}_{KX} + \bar{E}_A$, приходящуюся на горизонтальную степень свободы (полная энергия горизонтальных движений). Поскольку в АГВ средняя потенциальная энергия равна средней кинетической $\bar{E}_{KZ} + \bar{E}_{KX} = \bar{E}_A + \bar{E}_G$, из выражений (10) получим отношение полной горизонтальной энергии к полной вертикальной энергии:

$$\frac{\bar{E}_X}{\bar{E}_Z} = \frac{\left[1 - (T_b/T)^2\right] \left[1 + (u_x/c)^2\right]}{\left[1 + (T_b/T)^2\right] \left[1 - (u_x/c)^2\right]}. \quad (11)$$

Равенство этих компонент выполняется при условии $T/T_b = u_x/c$, то есть для единственной длины волны $\lambda_x = cT_b$, что соответствует $d \approx 1.03$

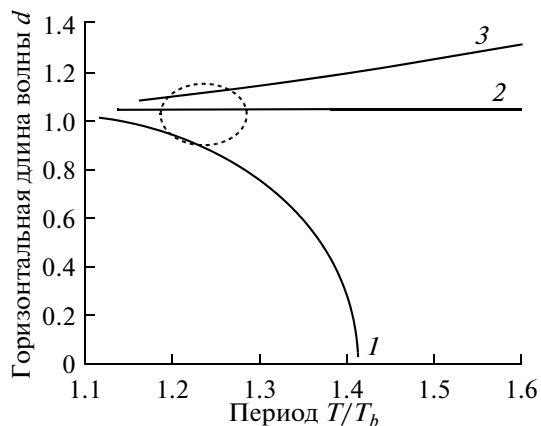


Рис. 6. Кривые равенства компонент энергий АГВ: 1 – $\bar{E}_{KZ} = \bar{E}_{KX}$; 2 – $\bar{E}_Z = \bar{E}_X$; 3 – $\bar{E}_A = \bar{E}_G$.

(прямая 2). Овальная область на рис. 6 определяет диапазон экспериментально наблюдаемых значений длин волн и периодов полярных АГВ (согласно данным [Федоренко, 2010]). В этот же диапазон попадают и полученные теоретически спектральные параметры максимума переноса энергии. В пределах точности экспериментального определения T/T_b и d на основе спутниковых данных, мы не можем сказать, какое из равномерных распределений (линии 1, 2 или 3) выполняется. В этом спектральном диапазоне все вышеуказанные энергетические компоненты АГВ оказываются близкими между собой по величине. Поскольку в волне происходит обмен энергией между отдельными компонентами, можно предположить, что их близкие значения являются важным условием для распространения волны на большие расстояния и с минимальными потерями.

6. ВЫВОДЫ

На основе анализа выражений для потоков энергии и групповых скоростей АГВ сделан вывод о существовании выделенных спектральных параметров, при которых осуществляется наиболее эффективный перенос энергии этими волнами в атмосфере. Спектральные параметры, соответствующие этому условию для высот ионосферной F -области, следующие: $T \approx 1.2T_b$, $\lambda_x \approx 4\pi H$, $u_x \approx 0.8c$. Такие волны распространяются под углом $\sim 20^\circ$ к горизонту, а энергия переносится под углом около 40° к горизонту.

Сопоставление теоретических результатов с данными спутниковых наблюдений над полярными шапками показывает, что в этих регионах преобладают АГВ со спектральными параметрами, соответствующими условию максимума переноса энергии. Таким образом, в полярных областях, где происходит постоянный приток энергии различных возмущений, отток энергии обеспечивается посредством АГВ с энергетически “выгодными” спектральными параметрами.

Отметим, что энергетические характеристики и условия максимума переноса энергии получены

теоретически из простой модели линейных АГВ. И эти результаты хорошо согласуются с параметрами реально наблюдаемых над полярными шапками волн. Таким образом, линейная модель без учета источников и потерь достаточно хорошо описывает АГВ большой амплитуды в полярных областях.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- Григорьев Г.И. Акустико-гравитационные волны в атмосфере Земли // Изв. вузов Радиофизика. Т. XLII. № 1. С. 3–25. 1999.
- Дикий Л.А. Теория колебаний земной атмосферы. Л.: Гидрометеоздат, 196 с. 1969.
- Рабинович М.И., Трубецков Д.И. Введение в теорию колебаний и волн. М.: НИЦ “Регулярная и хаотическая динамика”, 560 с. 2000.
- Федоренко А.К. Восстановление характеристик атмосферных гравитационных волн в полярных регионах на основе масс-спектрометрических спутниковых измерений // Радиофизика и радиоастрономия. Т. 14. № 3. С. 254–265. 2009.
- Федоренко А.К. Энергетический баланс акустико-гравитационных волн над полярными шапками по данным спутниковых измерений // Геомагнетизм и аэронавигация. Т. 50. № 1. С. 111–122. 2010.
- Carignan G.R., Block B.P., Maurer J.C., Hedin A.E., Reber C.A., Spencer N.W. The neutral mass Spectrometer on Dynamics Explorer // Space Science Instrumentation. V. 5. P. 429–441. 1981.
- Hines C.O. Internal gravity waves at ionospheric heights // Can. J. Phys. V. 38. P. 1441–1481. 1960.
- Johnson F.S., Hanson W.B., Hodges R.R., Coley W.R., Carignan G.R., Spencer N.W. Gravity waves near 300 km over the polar caps // J. Geophys. Res. V.100. P. 23993–24002. 1995.
- Spencer N.W., Wharton L.E., Niemann H.B., Hedin A.E., Carignan G.R., Maurer J.C. The Dynamics Explorer wind and temperature spectrometer // Space Science Instrumentation. V. 5. P. 417–428. 1981.
- Yeh K.C., Liu C.H. Acoustic-gravity waves in the upper atmosphere // Rev. Geophys. Space Phys. V. 12. № 2. P. 193–216. 1974.