

УДК 550.388, 551.520.32

Е. И. Крючков, А. К. Федоренко, О. К. Черемных

Институт космических исследований Национальной академии наук Украины
та Державного космічного агентства України, Київ

ВЛИЯНИЕ НЕОДНОРОДНОГО СОСТАВА ВЕРХНЕЙ АТМОСФЕРЫ НА РАСПРОСТРАНЕНИЕ АКУСТИКО-ГРАВИТАЦИОННЫХ ВОЛН

Розглянуто вплив хімічного складу верхньої атмосфери на поширення акустико-гравітаційних хвиль. Показано, що врахування багатокомпонентного складу атмосфери дозволяє пояснити спостережувані у супутникових вимірюваннях особливості цих хвиль — виділену горизонтальну довжину хвилі і частоту. Встановлено, що неоднорідність складу атмосфери може призводити до хвилевідного поширення акустико-гравітаційних хвиль навіть за відсутності вертикального градієнту температури.

ВВЕДЕНИЕ

Согласно данным измерений на спутнике «Dynamic Explorer-2» в полярной термосфере преобладает специфическая разновидность среднemasштабных акустико-гравитационных волн (АГВ), характеризующихся выделенными частотами и длинами волн [5, 7, 8]. Эти возмущения с преобладающей горизонтальной длиной волны $\lambda_x = 500\text{—}600$ км систематически наблюдаются над полярными шапками в интервале высот 250—450 км [5]. Относительные вариации концентрации и температуры АГВ составляют несколько процентов. Полученные на основе экспериментальных данных волновые вариации разных параметров (температуры, концентрации, давления, скорости) согласуются с теорией свободно распространяющихся АГВ [6]. Однако у этих волн обнаруживаются некоторые особенности, которые не укладываются в рамки известных теоретических представлений, а именно: 1) выделенные спектральные параметры преобладают, 2) частоты АГВ превышают частоту Брента — Вайсяля для условий наблюдений, 3) амплитуды волн не зависят от высоты.

Ниже будет показано, что эти наблюдаемые особенности могут быть объяснены путем учета неоднородности состава верхней атмосферы.

УЧЕТ НЕОДНОРОДНОСТИ АТМОСФЕРЫ

Обычно используемая теория акустико-гравитационных волн построена для идеальной однокомпонентной изотермической атмосферы с постоянным параметром вертикальной стратификации H (высота однородной атмосферы) [2, 6]. Она применима в случае, когда температура и химический состав не изменяются с высотой, что в земной атмосфере реализуется крайне редко. Поэтому представляет интерес проанализировать, как изменяются условия распространения АГВ в случае, если H зависит от высоты. В общем случае к зависимости $H(z)$ приводит изменение с высотой температуры и химического состава атмосферы.

Получим выражения для равновесных значений давления $p_0(z)$ и плотности $\rho_0(z)$ в неоднородной по составу атмосфере в рамках гидростатического равновесия атмосферы

$$\frac{\partial p_0}{\partial z} = -\rho_0 g. \quad (1)$$

В уравнении (1) вертикальная ось z направлена против ускорения свободного падения g , которое считаем постоянным. Рассмотрим верхнюю атмосферу в интервале высот 250 — 450 км, где температуру можно считать не зависящей от высоты, а каждый газовый компонент распределен в соответствии с индивидуальным высотным масштабом. Тогда на любом высотном уровне

справедливы равенства $p_0 = \sum n_i k T$, $\rho_0 = \sum n_i m_i$, где n_i и m_i — концентрации и массы молекул или атомов отдельных составляющих, а суммирование проводится по всем сортам атмосферных газов. С учетом этого обстоятельства выражение для давления можно записать в виде

$$p_0 = \rho_0 g H, \quad (2)$$

где

$$H(z) = \frac{kT(z)}{m(z)g}, \quad m(z) = \frac{\sum n_i(z)m_i}{\sum n_i(z)}. \quad (3)$$

В такой неоднородной по составу атмосфере даже при постоянной температуре скорость звука c_s зависит от высоты:

$$c_s^2 = \gamma \frac{p_0}{\rho_0} = \gamma g H, \quad (4)$$

где γ — показатель адиабаты, также зависящий от высоты.

Из выражений (1)—(3) получаем уравнения, описывающие вертикальную стратификацию $p_0(z)$ и $\rho_0(z)$:

$$\frac{1}{p_0} \frac{\partial p_0}{\partial z} = -\frac{1}{H}, \quad (5)$$

$$\frac{1}{\rho_0} \frac{\partial \rho_0}{\partial z} = -\frac{1}{H} - \frac{1}{H} \frac{\partial H}{\partial z}. \quad (6)$$

Видно, что высотный ход давления (5) описывается обычной барометрической зависимостью $p_0(z) = p_0(0) \exp\left(-\int_0^z \frac{dz}{H(z)}\right)$. В распределении плотности появляется дополнительное слагаемое, которое приводит к отличию стратификации равновесного давления от стратификации плотности.

УРАВНЕНИЯ АКУСТИКО-ГРАВИТАЦИОННЫХ ВОЛН В НЕОДНОРОДНОЙ АТМОСФЕРЕ

Получим дисперсионное соотношение для АГВ, исходя из стандартных линеаризованных уравнений гидродинамики, в которых не учитываются сила Кориолиса, центробежная сила, вязкость, теплопроводность и источники, однако принимаются в расчет эффекты неоднородного состава. АГВ представим в виде возмущений плотности $\rho' = \rho - \rho_0$, давления $p' = p - p_0$, скорости смещения объема газа по горизонтали v_x

и по вертикали v_z . Горизонтальную ось x прямоугольной системы координат направим в сторону распространения волны, полагая, что волновой вектор лежит в плоскости xz . Фоновые значения плотности ρ_0 и давления p_0 не зависят от времени и горизонтальной координаты x , а их зависимость от z определяется выражениями (5), (6).

Волновые возмущения удовлетворяют следующей системе линеаризованных гидродинамических уравнений:

$$\frac{\partial v_x}{\partial t} + \frac{1}{\rho_0} \frac{\partial p'}{\partial x} = 0, \quad (7)$$

$$\frac{\partial v_z}{\partial t} + \frac{1}{\rho_0} \frac{\partial p'}{\partial z} + \frac{p'}{\rho_0} g = 0, \quad (8)$$

$$\frac{1}{\rho_0} \frac{\partial p'}{\partial t} + \frac{\partial v_x}{\partial x} + \frac{1}{\rho_0} \frac{\partial \rho_0}{\partial z} v_z + \frac{\partial v_z}{\partial z} = 0, \quad (9)$$

$$\frac{1}{\rho_0} \frac{\partial p'}{\partial t} + \frac{1}{\rho_0} \frac{\partial \rho_0}{\partial z} v_z = \gamma \left(\frac{1}{\rho_0} \frac{\partial p'}{\partial t} + \frac{1}{\rho_0} \frac{\partial \rho_0}{\partial z} v_z \right). \quad (10)$$

Решения этой системы ищем в виде

$$v_x, v_z, \frac{p'}{\rho_0}, \frac{\rho'}{\rho_0} \sim \exp[i(\omega t - K_x x - K_z z)]. \quad (11)$$

Компоненты волнового вектора K_x и K_z в общем случае являются комплексными величинами. Обозначим $K_z = k_z + i\chi$. Поскольку в горизонтальном направлении среда однородна, полагаем $K_x = k_x$, где k_x — действительное положительное число. Положим, что при распространении АГВ частота ω и горизонтальная составляющая волнового вектора k_x не зависят от z .

При сделанных предположениях из уравнений (4) — (11) получаем дисперсионное соотношение для АГВ в неоднородной среде:

$$\begin{aligned} & \omega^4 - \omega^2 c_s^2 (k_x^2 + \tilde{K}_z^2) + \\ & + c_s^2 k_x^2 \left[(\gamma - 1) \frac{g^2}{c_s^2} + \frac{g}{H} \frac{\partial H}{\partial z} \right] - \\ & - \omega^2 \frac{g}{H} \frac{\partial H}{\partial z} + i\gamma g \omega^2 \tilde{K}_z = 0, \end{aligned} \quad (12)$$

где

$$\tilde{K}_z = \frac{\partial(zK_z)}{\partial z}.$$

Уравнение (12) в случае однородной среды ($\partial H / \partial z = 0$, $\tilde{K}_z = K_z$) и при стандартном условии зануления мнимых величин [6] ($\chi = 1 / (2H)$) принимает хорошо известный вид:

$$\omega^4 - \omega^2 c_s^2 (k_x^2 + k_z^2) + c_s^2 k_x^2 \omega_b^2 - \omega^2 \omega_a^2 = 0, \quad (13)$$

где $\omega_b^2 = \frac{\gamma - 1}{\gamma} \frac{g}{H}$ — квадрат частоты Брента—

Вайсяля (БВ), $\omega_a^2 = \frac{\gamma g}{4H}$ — квадрат частоты акустической отсечки. При условии свободного распространения волн ($k_z^2 > 0$) из уравнения (13) следует возможность существования двух ветвей — акустической ($\omega > \omega_a$) и гравитационной ($\omega < \omega_b$). Частоты ω_a и ω_b являются граничными для свободно распространяющихся акустических и гравитационных волн, а область частот между ними является запрещенной.

В неоднородной среде выражение для \tilde{K}_z имеет вид

$$\tilde{K}_z = \frac{\partial(zk_z)}{\partial z} + i \frac{\partial(z\chi)}{\partial z} = \tilde{k}_z(z) + i\tilde{\chi}(z). \quad (14)$$

Положив $\tilde{\chi} = 1 / (2H)$ для зануления мнимых частей в (12), получаем дисперсионное уравнение с действительными значениями $\tilde{k}_z(z)$. Вид полученного уравнения совпадает с выражением (13), в котором вместо k_z^2 следует положить \tilde{k}_z^2 , а вместо ω_b^2 и ω_a^2 подставить выражения

$$\tilde{\omega}_b^2 = \omega_b^2 + \frac{g}{H} \frac{\partial H}{\partial z}, \quad (15)$$

$$\tilde{\omega}_a^2 = \omega_a^2 + \frac{g}{H} \frac{\partial H}{\partial z}. \quad (16)$$

Заметим, что аналогичное выражение для $\tilde{\omega}_b$ в неизотермической атмосфере было получено в работе [1] из других соображений. Выражение для частоты $\tilde{\omega}_a$ в виде (16) получено впервые.

Обычно распространение АГВ в неоднородной среде учитывается путем разбиения среды на слои, достаточно тонкие по сравнению с вертикальной длиной волны, в каждом из которых среда считается однородной. При этом частота акустической отсечки рассчитывается в каждом слое в виде ω_a , в то время как частота БВ рассчитывается как $\tilde{\omega}_b$ (с учетом $\partial H / \partial z$). Отсюда следует, что на некоторых высотах $\tilde{\omega}_b$ может превышать ω_a , т. е. запрещенная область частот

между акустической и гравитационной ветвями исчезает. Вопрос о том, может ли ω_a превышать $\tilde{\omega}_b$, остается открытым. Из приведенных выше результатов следует, что запрещенная область между частотами $\tilde{\omega}_a$ и $\tilde{\omega}_b$ всегда сохраняется и в неоднородной среде.

Ниже будет показано, что высотное изменение параметров среды в термосфере за счет химического состава происходит очень медленно. Поэтому волновые возмущения в слабо неоднородной атмосфере с учетом (14) можно искать в следующем виде:

$$v_x, v_z, \frac{p'}{p_0},$$

$$\frac{p'}{p_0} \sim \exp(\int dz / 2H) \cdot \exp[i(\omega t - k_x x - \int \tilde{k}_z dz)], \quad (17)$$

где \tilde{k}_z медленно изменяется с высотой.

Отметим, что в неоднородной среде не сохраняется плотность волновой энергии $E \sim \rho_0 v^2$. Действительно, с учетом (2), (6) и (17) получаем $E(z) = E(z_0)H(z_0) / H(z)$, т. е. энергия волны при ее распространении вверх линейно уменьшается. При распространении волны вниз ее энергия линейно увеличивается. По этой причине распространение АГВ вниз в такой неоднородной среде не должно реализоваться.

СРАВНЕНИЕ РЕЗУЛЬТАТОВ С ДАННЫМИ СПУТНИКОВЫХ НАБЛЮДЕНИЙ

Параметры акустико-гравитационных волн измерялись на спутнике «Dynamic Explorer-2» в интервале высот 250—400 км. Выше турбопаузы процентное соотношение между концентрациями отдельных газов изменяется с высотой в соответствии с их индивидуальными высотными распределениями в поле силы тяжести. В нижней части упомянутого интервала высот атмосферный газ состоит в основном из атомарного кислорода О и молекулярного азота N₂, другие газы (Ar, He, H, N, O₂) являются малыми добавками. Выше 350 км концентрация He становится сравнимой с концентрацией N₂, однако преобладающим газом вплоть до высоты 500 км остается кислород. За счет уменьшения с высотой средней молекулярной массы, фоновое давление и плотность изменяются по разным законам согласно (5) и (6).

В прямых спутниковых измерениях регистрируется составляющая длины волны вдоль витка, а другие характеристики волны могут быть рассчитаны только косвенно. Частоту волны можно найти, например, из измерений вертикальной скорости и концентраций разных сортов газов. Для распространяющейся волны колебания вертикальной скорости v_z опережают в пространстве колебания вертикального смещения h элемента объема на угол $\pi/2$, при этом $v_z = i\omega h$, где ω — частота волны. Вертикальное смещение можно вычислить по соотношению концентраций двух сортов атмосферных газов [3].

Зависимость амплитуды вертикального смещения от вертикальной скорости частиц в АГВ для нескольких витков приведена на рис. 1. Для получения этой зависимости были выбраны участки витков над южной и северной полярными областями с примерно одинаковой фоновой температурой $T_n = 1000 \dots 1100$ К и высотой орбиты в среднем 250–300 км. На разных витках наблюдается общая зависимость, что указывает на наличие выделенной частоты колебаний над обеими полярными шапками, которую можно аппроксимировать методом линейной регрессии. В этом случае средняя для этих витков частота равна $9.5 \cdot 10^{-3} \text{ с}^{-1}$ (период около 660 с), однако на разных витках период изменялся в интервале 700 ± 50 с в зависимости от условий измерений.

На основе измеренной горизонтальной длины волны и вычисленного периода находим горизонтальную фазовую скорость $u_x = \lambda_x / T$. Для преобладающих значений $\lambda_x = 500\text{--}600$ км [4] и периода 700 ± 50 с горизонтальная фазовая скорость составит 670–920 м/с, что близко к скорости звука (примерно 850 м/с). Такая оценка u_x является несколько завышенной, поскольку измеряемая составляющая длины волны зависит от угла пересечения спутником волнового фронта, и поэтому всегда превышает истинное значение λ_x .

Расчет $\tilde{\omega}_b$ и $\tilde{\omega}_a$ в многокомпонентной атмосфере будем проводить с использованием стандартной модели атмосферы MSIS 90 в интервале высот наблюдения АГВ на спутнике DE2 (250–450 км). Для этого вначале получим ана-

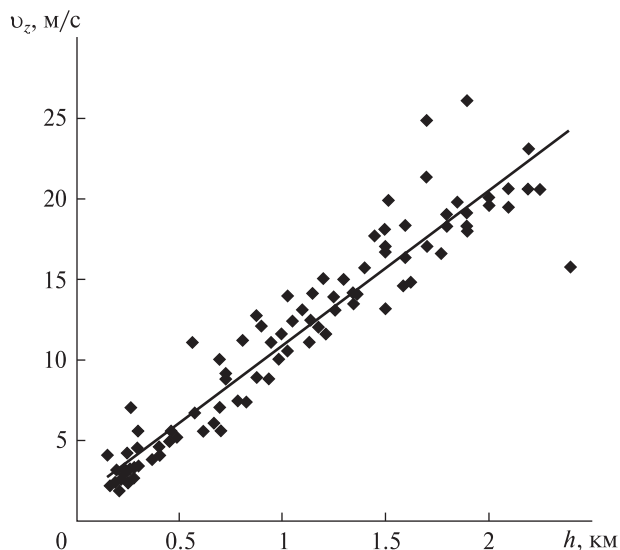


Рис. 1. Зависимость вертикальной скорости от вертикального смещения частиц при распространении акустико-гравитационных волн в полярной термосфере по данным спутника DE2

литическое выражение для добавки $\partial H / \partial z$, обусловленной изменением состава газа. Поскольку выше турбопаузы каждый газ сорта « i » распределен по высоте в соответствии с индивидуальным масштабом $n_i(z) = n_{i0} \exp(-z / H_i)$, где $H_i = kT / m_i g$, то из (3) получаем выражение

$$\begin{aligned} \frac{\partial H(z)}{\partial z} &= -\frac{kT}{gm^2} \frac{\partial m}{\partial z} = \\ &= -\frac{kT}{g} \left[\frac{\sum n_i / H_i}{\sum m_i n_i} - \frac{\sum n_i \sum m_i n_i / H_i}{(\sum m_i n_i)^2} \right] = \\ &= \frac{\sum n_i \sum m_i^2 n_i}{(\sum m_i n_i)^2} - 1. \end{aligned} \quad (18)$$

Тогда из (15), (16) и (18) находим зависимость частот БВ и акустической отсечки от высоты, которые приведены на рис. 2. Частоты ω_a и ω_b уменьшаются с высотой за счет изменения $H(z)$ и $\gamma(z)$. Видно, что учет $\partial H / \partial z$ увеличивает $\tilde{\omega}_b$ и $\tilde{\omega}_a$ примерно на 10 % по сравнению с ω_a и ω_b и приводит к перегибу высотных профилей этих частот (выше 400 км уменьшение $\tilde{\omega}_b$ и $\tilde{\omega}_a$ замедляется и сменяется незначительным увеличением). Этот эффект обусловлен тем обстоятельством, что концентрации легкого He и тяжелого

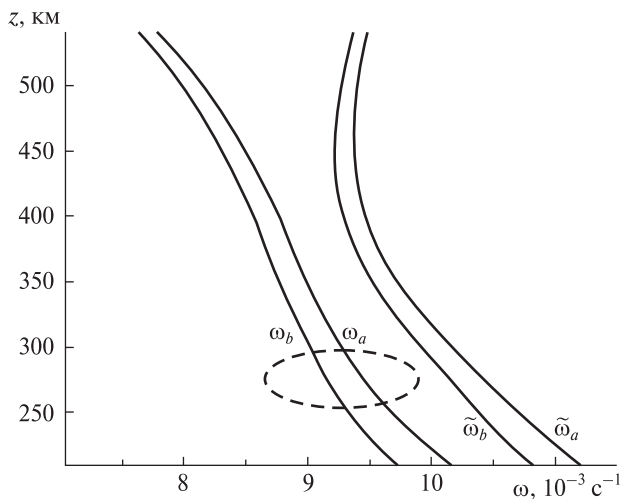


Рис. 2. Зависимости частот Брента—Вяйсяля ($\omega_b, \tilde{\omega}_b$) и акустической отсечки ($\omega_a, \tilde{\omega}_a$) от высоты в изотермической атмосфере ($T_n = 1000$ К). Частоты ω_a и ω_b соответствуют приближению однокомпонентной среды, в частотах $\tilde{\omega}_b$ и $\tilde{\omega}_a$ учтено уменьшение с высотой средней молекулярной массы. Выделенная область обозначает диапазон частот акустико-гравитационных волн, наблюдающихся на разных витках спутника DE2

N_2 на высоте 400 км примерно сравниваются, а выше уже преобладает He . По этой причине выше 400 км величина $\partial H / \partial z$ резко увеличивается, компенсируя монотонное уменьшение $\tilde{\omega}_b$ и $\tilde{\omega}_a$ с высотой.

Диапазон экспериментально наблюдаемых частот АГВ на разных витках DE2 обозначен на рис. 2 овальной областью. Без учета $\partial H / \partial z$ эти частоты попадают в основную в запрещенную теорией АГВ область частот. С учетом же этой добавки частоты наблюдаемых над полярными шапками волн оказываются близкими к $\tilde{\omega}_b$ и не превышают ее. Таким образом, измеренные частоты лежат в области теоретически допустимых значений.

ВОЛНОВОДНОЕ РАСПРОСТРАНЕНИЕ АКУСТИКО-ГРАВИТАЦИОННЫХ ВОЛН

Покажем, что неоднородность состава атмосферы влияет не только на граничные частоты $\tilde{\omega}_b$ и $\tilde{\omega}_a$, но и может приводить к волноводному распространению АГВ с выделенными спектральными характеристиками. Для этого представим

дисперсионное уравнение (13) в следующем виде:

$$\tilde{k}_z^2(z) = \frac{\tilde{\omega}_b^2(z) - \omega^2}{u_x^2} - \frac{\tilde{\omega}_a^2(z) - \omega^2}{c_s^2(z)}. \quad (19)$$

При фиксированных значениях ω и k_x можно вычислить $\tilde{k}_z(z)$ на каждом высотном уровне, и, проинтегрировав в рассматриваемом диапазоне высот, получить зависимость $k_z(z) = \frac{1}{z} \int \tilde{k}_z dz$. Если для АГВ с заданными ω и k_x существует область высот с $k_z^2 \geq 0$, которая сверху и снизу ограничена областями с $k_z^2 < 0$, то такая волна является захваченной. Если орбита спутника попадает в высотный интервал существования захваченных АГВ, то эти волны будут наблюдаться с большей вероятностью, чем волны, свободно распространяющиеся по вертикали. С учетом того, что спутник летит почти горизонтально, регистрироваться в основном будут АГВ, у которых направление волнового вектора близко к горизонтали, другими словами, пространственная картина волнового процесса «развернута» примерно вдоль орбиты спутника.

Зависимости $k_z^2(z)$ для АГВ приведены на рис. 3, из которого видно, что волноводный захват возможен только для определенных значений λ_x и T . Для условий верхней атмосферы изменения λ_x на 20 км при фиксированном периоде, и изменения T на 10 с при фиксированной длине вполне достаточно, чтобы захваченная волна стала свободно распространяться по вертикали. Каждому высотному уровню в верхней атмосфере соответствует выделенная λ_x , отвечающая захваченной моде АГВ.

На качественном уровне ограничение области существования АГВ некоторым высотным интервалом (z_1, z_2) можно понять из следующих соображений. Отметим, что даже при постоянной температуре частота БВ уменьшается в термосфере с увеличением высоты за счет уменьшения средней молекулярной массы, а скорость звука, наоборот, увеличивается. Из (19) следует, что для свободно распространяющихся гравитационных волн ($k_z^2 > 0$) их частота должна быть всегда меньше частоты БВ $\omega < \tilde{\omega}_b(z)$, а фазовая горизонтальная скорость всегда меньше скорости звука $u_x < c_s(z)$. Эти два условия приводят к

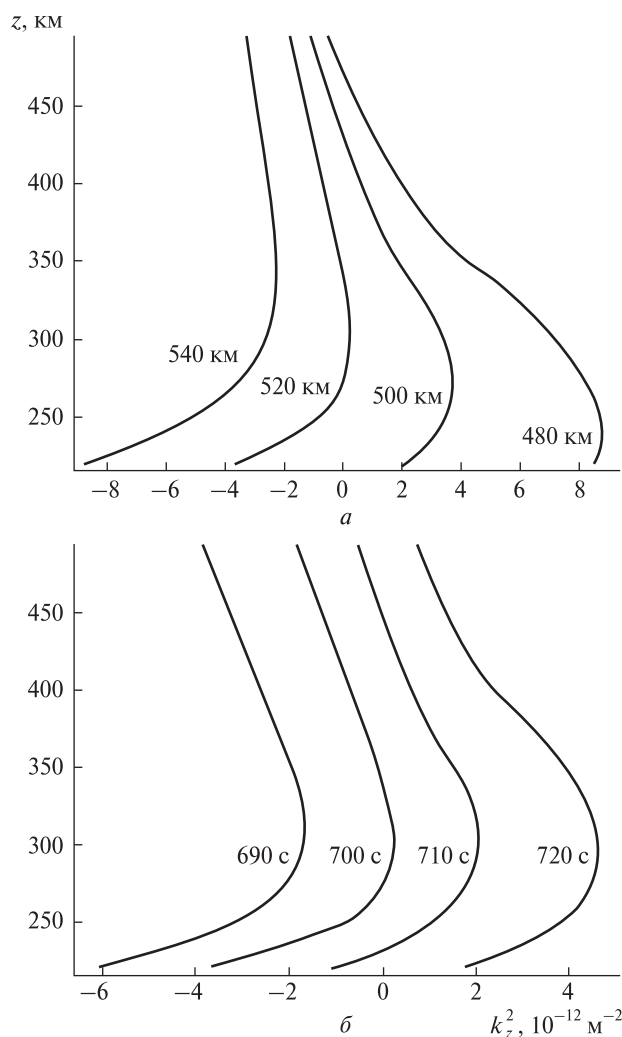


Рис. 3. Зависимости k_z^2 от высоты z : a — при фиксированном периоде $T = 700$ с и разных λ_x , b — при фиксированном $\lambda_x = 520$ км и разных периодах

возможности захвата АГВ с заданными спектральными параметрами волны ω и k_x в определенном интервале высот. Нижней границей области свободного распространения является высотный уровень z_1 , на котором $u_x \approx c_s(z_1)$, а верхней границей — уровень z_2 , где $\omega \approx \omega_b(z_2)$. Если верхняя и нижняя границы сближаются, то выполняется условие $k_x \approx \omega_b / c_s$, и поэтому горизонтальная длина волны становится выделенной $\lambda_x \approx c_s T_b$ на данной высоте.

Для характерных высот наблюдения АГВ на спутнике DE2 (250...350 км) обычно $k_z \sim 2 \cdot 10^{-6} \text{ м}^{-1}$,

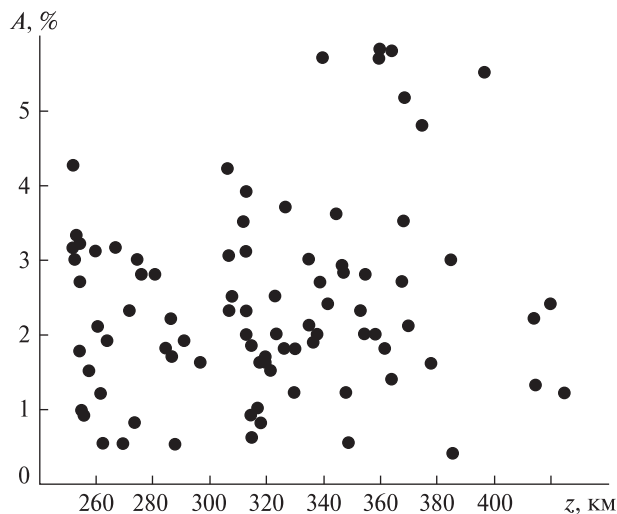


Рис. 4. Относительные амплитуды A акустико-гравитационных волн в зависимости от высоты наблюдения z по данным спутника DE2

а $k_x \sim 10^{-5} \text{ м}^{-1}$, следовательно, эти волны распространяются квазигоризонтально ($k_z / k_x \ll 1$). Длина волны захваченной моды увеличивается от 500 км на высоте $z = 250$ км до 650 км при $z = 400$ км, что совпадает с диапазоном преобладающих в спутниковых наблюдениях длин волн [4].

Теория АГВ предсказывает экспоненциальное увеличение амплитуды волны с высотой при ее распространении снизу вверх [6]. В наблюдениях на спутнике DE2 зависимость амплитуд АГВ от высоты не обнаружена (рис. 4). Это может служить косвенным подтверждением их квазигоризонтального распространения.

ВЫВОДЫ

Исследовано влияние неоднородного химического состава верхней атмосферы на распространение АГВ. Показано, что учет изменения с высотой средней молекулярной массы приводит к увеличению частот Брента—Вяйсяля и акустической отсечки примерно на 10 % по сравнению с однокомпонентной средой.

Установлена возможность волноводного распространения АГВ за счет неоднородности состава в изотермической атмосфере. Волноводное распространение возможно для колебаний с частотами, близкими к частоте Брента — Вяйсяля и фазовыми горизонтальными скоростями,

близкими к скорости звука. Каждому высотному уровню термосферы соответствует характерное значение λ_x захваченной моды, которое незначительно увеличивается с высотой.

Теоретические результаты хорошо согласуются с данными спутниковых измерений АГВ. Преобладающие в наблюдениях спектральные характеристики волн (период около 700 с, горизонтальные длины волн 500–600 км) соответствуют параметрам захваченных волн. В пользу волноводного распространения АГВ также косвенно свидетельствуют большие протяженности волновых цугов и отсутствие зависимости амплитуд от высоты.

1. Госсард Э., Хук У. Волны в атмосфере. — М.: Мир, 1978. — 532 с.
2. Григорьев Г. И. Акустико-гравитационные волны в атмосфере Земли // Изв. вузов Радиофизика. — 1999. — 42, № 1. — С. 3—25.
3. Федоренко А. К. Восстановление характеристик атмосферных гравитационных волн в полярных регионах на основе масс-спектрометрических спутниковых измерений // Радиофизика и радиоастрономия. — 2009. — 14, № 3. — С. 254—265.
4. Федоренко А. К. Энергетический баланс акустико-гравитационных волн над полярными шапками по данным спутниковых измерений // Геомагнетизм и аэронавигация. — 2010. — 50, № 1. — С. 111—122.
5. Федоренко А. К., Крючков Е. И. Распределение средне-масштабных АГВ в полярных регионах по данным спутниковых измерений // Геомагнетизм и аэронавигация. — 2011. — 51, № 3. — С. 527—539.
6. Hines C. O. Internal gravity waves at ionospheric heights // Can. J. Phys. — 1960. — 38. — P. 1441—1481.
7. Innis J. L., Conde M. Characterization of acoustic-gravity waves in the upper thermosphere using Dynamics Explorer 2 Wind and Temperature Spectrometer (WATS) and Neutral Atmosphere Composition Spectrometer (NACS) data // J. Geophys. Res. — 2002. — 107A, N 12. — doi: 10.1029/2002JA009370.
8. Johnson F. S., Hanson W. B., Hodges R. R., et al. Gravity waves near 300 km over the polar caps // J. Geophys. Res. — 1995. — 100. — P. 23993—24002.

Надійшла до редакції 17.04.11

Ye. I. Kryuchkov, O. K. Cheremnykh, A. K. Fedorenko

INFLUENCE OF THE UPPER ATMOSPHERE INHOMOGENEITY ON ACOUSTIC GRAVITY WAVE PROPAGATION

The influence of chemical composition of the upper atmosphere on the propagation of acoustic-gravity waves is investigated. It is shown that taking into account multi-component composition of the atmosphere allows one to explain the wave features observed from satellites, namely, selected horizontal wavelength and frequency. It is established that the atmosphere composition inhomogeneity can lead to the waveguide propagation of acoustic-gravity waves, even in the absence of a vertical temperature gradient.