

УДК 550.388, 551.520.32

А. К. ФедоренкоИнститут космічних досліджень Національної академії наук України
і Державного космічного агентства України, Київ**АКУСТИЧЕСКАЯ И ГРАВИТАЦИОННАЯ СОСТАВЛЯЮЩИЕ
ВОЛНОВЫХ ВОЗМУЩЕНИЙ В ВЫСОКОШИРОТНОЙ ТЕРМОСФЕРЕ**

По измерениям на низкоорбитальном спутнике «Dynamic Explorer 2» исследован вклад градиента давления (акустической составляющей) и силы тяжести (гравитационной составляющей) в волновых вариациях параметров высокоширотной термосферы. Установлено, что в полярных областях в интервале высот 250–400 км систематически преобладают волновые возмущения, в которых акустическая и гравитационная составляющие близки по величине, а спектральные характеристики являются выделенными. Полученное соотношение акустической и гравитационной частей свидетельствует о специфическом энергетическом балансе этих волн.

ВВЕДЕНИЕ

По данным измерений на спутнике «Dynamic Explorer 2» (DE) в интервале высот 250–400 км полярной термосферы систематически регистрируются волновые возмущения с преобладающей горизонтальной длиной волны $\lambda_x = 500...600$ км и частотой, близкой к частоте Брента — Вайсяля [3, 9, 10]. Эти волны наблюдаются при разном уровне геомагнитной возмущенности, заполняя фактически всю область внутри аврорального овала, а в ночном секторе иногда простираются до средних геомагнитных широт. Наблюдаемые волновые вариации разных атмосферных параметров (температуры, концентрации, давления, скорости) согласуются между собой и удовлетворяют теоретическим соотношениям для свободно распространяющихся акустико-гравитационных волн (АГВ). Амплитуды полярных возмущений в относительных вариациях концентрации и температуры нейтральных частиц составляют обычно 3...10 %.

Характер движения частиц в АГВ определяется соотношением между градиентом давления и силой тяжести. В соответствии с этим в наблюдаемых волновых вариациях плотности можно выделить две составляющие: акустическую, свя-

занную с градиентом давления и гравитационную, обусловленную влиянием силы тяжести. Для монохроматической плоской АГВ относительные вариации плотности можно представить в виде [11]:

$$\frac{\delta\rho}{\rho} = \left(\frac{\gamma-1}{\gamma} \right) \frac{h}{H} + \frac{v_x u_x}{c_s^2}, \quad (1)$$

где ρ — невозмущенная плотность, $\delta\rho$ — волновое возмущение плотности, h — вертикальное смещение элемента объема газа, $H = kT_n / mg$ — высота однородной атмосферы, k — постоянная Больцмана, T_n — температура нейтральной составляющей, m — средняя молекулярная масса, g — ускорение свободного падения, γ — показатель адиабаты, $u_x = \omega / k_x$ — горизонтальная фазовая скорость волны, ω — частота, k_x — горизонтальная составляющая волнового числа, v_x — горизонтальная скорость частиц, c_s — скорость звука.

Первое слагаемое в формуле (1) отражает эффекты силы тяжести в наблюдаемых вариациях плотности: адиабатическое расширение (сжатие) элемента объема газа и перепад фоновой плотности при его вертикальных смещениях. Обозначим это слагаемое

$$Gr = \left(\frac{\gamma-1}{\gamma} \right) \frac{h}{H}, \quad (2)$$

и в дальнейшем будем называть гравитационным.

На основе линеаризованного уравнения сохранения горизонтального импульса можно получить, что для монохроматической волны возмущение давления $\delta p = \rho v_x u_x$ [11]. Поскольку $c_s^2 = \gamma p / \rho$, второе слагаемое в правой части (1) отражает вариации плотности за счет возмущения давления, как в обычной звуковой волне. В этом смысле назовем его акустической частью вариаций плотности

$$Ac = \frac{v_x u_x}{c_s^2} = \frac{1}{\gamma} \frac{\delta p}{p}. \quad (3)$$

Как видно из (2) и (3), вклад акустической и гравитационной составляющих в результирующие вариации плотности определяется свойствами волн и параметрами среды.

Целью данной работы является исследование вклада акустической и гравитационной составляющих в АГВ, наблюдавшихся в высокоширотной термосфере по данным измерений на спутнике «Dynamic Explorer 2». Орбита этого спутника — эллиптическая с высотой 250—1000 км и наклоном 89.9°, что удобно для исследования полярной термосферы. Комплекс научной аппаратуры DE2 включал приборы для контактных измерений параметров нейтральной атмосферы (концентрации, температуры и скорости частиц). Концентрации нейтральных составных измерялись с помощью масс-спектрометра в эксперименте NACS (Neutral Atmosphere Composition Spectrometer) [5], температура и скорость нейтральных частиц — в эксперименте WATS (Wind and Temperature Spectrometer) [12]. Волны в работе исследовались на низких участках витков (250—400 км).

В работе рассмотрены свойства среды на высотах наблюдения волновых возмущений, представлена методика, позволяющая наблюдаемые вдоль витка спутника волновые вариации плотности разделить на акустическую и гравитационную составляющие. На основе экспериментальных данных исследовано соотношение этих составляющих в полярных АГВ. Показано, как акустическая и гравитационная части вариаций плотности связаны с энергетическим балансом волн.

СВОЙСТВА СРЕДЫ НА ВЫСОТАХ НАБЛЮДЕНИЯ АКУСТИКО-ГРАВИТАЦИОННЫХ ВОЛН

Выражения (1)—(3) получены в приближении однокомпонентной изотермической среды. В земной атмосфере выше турбопаузы (примерно 100 км) отдельные газы распределены в соответствии с индивидуальными высотными масштабными $n_i(z) = n_{i0} \exp(-z/H_i)$, где индекс «*i*» обозначает отдельный сорт газа, n_i — концентрации компонентов, $H_i = kT_n/m_i g$ — высота однородной атмосферы отдельного газового компонента, m_i — масса молекулы или атома. В связи с этим химический состав и средняя молекулярная масса изменяются с высотой. На каждом высотном уровне выполняется соотношение

$$p(z) = \sum n_i(z) kT(z), \quad \rho(z) = \sum n_i(z) m_i, \quad (4)$$

где суммирование проводится по всем сортам атмосферных компонентов. Из выражения (4) следует

$$p(z) = \rho(z) g H(z), \quad (5)$$

где

$$H(z) = \frac{kT_n(z)}{m(z)g}, \quad m(z) = \frac{\sum n_i(z) m_i}{\sum n_i(z)}. \quad (6)$$

В предположении гидростатического равновесия атмосферы

$$\frac{dp}{dz} = -\rho g \quad (7)$$

из (4)—(7) получаются выражения, описывающие вертикальные распределения фонового давления и плотности:

$$\frac{1}{p} \frac{dp}{dz} = -\frac{1}{H}, \quad \frac{1}{\rho} \frac{d\rho}{dz} = -\frac{1}{H} \left(1 + \frac{dH}{dz} \right). \quad (8)$$

Повторяя рассуждения, аналогичные [11], но с учетом отличия фоновых распределений давления и плотности согласно (8), получим выражение для гравитационной части вариаций плотности в неоднородной по вертикали атмосфере:

$$Gr = \frac{h}{H} \left(\frac{\gamma-1}{\gamma} + \frac{dH}{dz} \right). \quad (9)$$

В выражении (9), по сравнению с (2), появляется дополнительное слагаемое, учитывающее изменение с высотой температуры и средней

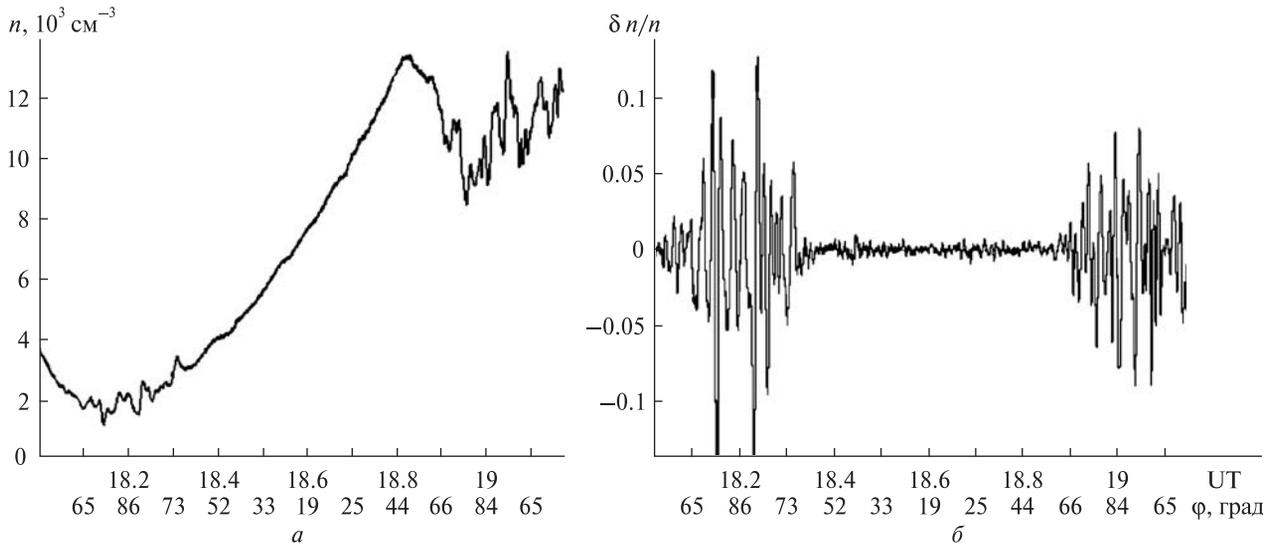


Рис. 1. Общая концентрация (а) и относительные вариации концентрации нейтральных частиц (б) вдоль витка спутника «Dynamic Explorer 2» (23 января 1983 г., виток 8257)

молекулярной массы. Поскольку выше 250 км температура в атмосфере фактически не зависит от высоты, положим, что dH/dz определяется только изменением средней молекулярной массы. Тогда с учетом (6) для изотермической атмосферы получим

$$\frac{dH}{dz} = -\frac{kT_n}{gm^2} \frac{dm}{dz} = \frac{\sum n_i \sum m_i^2 n_i}{(\sum m_i n_i)^2} - 1. \quad (10)$$

В исследуемом интервале высот (250—400 км) атмосферный газ состоит в основном из атомарного кислорода O и молекулярного азота N_2 . Если ограничиться только этими двумя газами, получим

$$\frac{dH}{dz} = \frac{n_1 n_2 (m_1 - m_2)^2}{(m_1 n_1 + m_2 n_2)^2}. \quad (11)$$

Величина dH/dz , рассчитанная по модели атмосферы MSIS-90, составляет около 0.1 на высоте 250 км и 0.07 на высоте 400 км. Непосредственно вычисленная на отдельных витках спутника DE2 по измерениям концентраций O и N_2 эта добавка также не превышает 0.1. Как следует из выражения (9), учет уменьшения с высотой средней молекулярной массы приводит к увеличению гравитационной части примерно на 25 %

в рассматриваемом интервале высот, поскольку в этом интервале $(\gamma - 1)/\gamma = 0.36 \dots 0.38$. Эффективное значение γ определялось по относительному вкладу одноатомного кислорода ($\gamma_1 = 1.67$) и двухатомного азота ($\gamma_2 = 1.4$).

ВЫЧИСЛЕНИЕ АКУСТИЧЕСКОЙ И ГРАВИТАЦИОННОЙ СОСТАВЛЯЮЩИХ ПО СПУТНИКОВЫМ ИЗМЕРЕНИЯМ

Изучение волновых возмущений в концентрации нейтральных частиц на основе прямых спутниковых измерений усложняется крупномасштабными перепадами фоновой плотности атмосферы вдоль витка спутника, связанными, в первую очередь, с изменением высоты орбиты, суточным ходом концентрации, локальным разогревом в областях высыпаний частиц и др. (рис. 1, а). Поэтому для получения волновых вариаций из исходных рядов данных проводится предварительная обработка, состоящая в отделении волн от крупномасштабных изменений [3]. Относительные вариации получены нормированием на усредненное фоновое значение. Полярные области отчетливо выделяются на каждом витке спутника DE2 повышенным уровнем волновой активности (рис. 1, б).

Частота волны, регистрируемая со спутника равна $\omega' = \omega \pm k_{xs} \cdot V_s$, где ω — частота в неподвижной системе отсчета, k_{xs} — составная волнового вектора вдоль витка, V_s — скорость спутника. Согласно теоретическим представлениям, подтверждаемым многочисленными наземными наблюдениями, горизонтальная фазовая скорость АГВ на этих высотах составляет сотни метров в секунду, что на порядок меньше скорости низкоорбитального спутника (около 8 км/с). Поэтому для АГВ $\omega' \approx \pm k_{xs} V_s$, т. е. со спутника фактически измеряется спектр волновых чисел. Соответственно зависимость параметров от всемирного времени УТ на рис. 1 дает информацию о пространственном распределении волнового процесса вдоль витка спутника, а не о его временном периоде.

При наличии одновременных измерений температуры и концентраций разных атмосферных газов можно предложить два способа разделения наблюдаемых вариаций плотности на составляющие Gr и Ac . В основе первого способа лежит непосредственное вычисление акустической части, затем Gr находится вычитанием Ac из общих вариаций плотности. В другом способе, наоборот, вначале вычисляется Gr , а затем вычитанием из общих вариаций определяется акустическая составляющая.

Первый способ (вычисление акустической части). Этот способ наиболее очевиден. Используя уравнение состояния идеального газа

$$\frac{\delta p}{p} = \frac{\delta n}{n} + \frac{\delta T_n}{T_n}, \quad (12)$$

с помощью (3) можно непосредственно вычислить акустическую часть по вариациям плотности и температуры. Затем, вычтя Ac из относительных вариаций плотности, получаем Gr . Аналогичным способом акустическая часть АГВ вычислялась, например, в работе [9]. При таком способе возникает необходимость синхронизировать ряды измерений температуры и концентрации, полученные с помощью разных датчиков, а также привести их к одинаковой частоте представления данных. Главным ограничением такого способа является необходимость одновременных измерений плотности и температуры.

Второй способ (вычисление гравитационной части). Рассмотрим другой способ разделения волновых вариаций на акустическую и гравитационную части, в основе которого лежит непосредственное вычисление Gr .

Для этого вначале получим выражение для связи относительных вариаций концентраций разных газов в волне. Линеаризованные уравнения сохранения вещества для смеси газов и для частиц сорта « i » запишем в виде [5]

$$\frac{1}{\rho} \frac{\partial(\delta\rho)}{\partial t} + \frac{1}{\rho} \frac{\partial\rho}{\partial z} v_z + \nabla\mathbf{v} = 0, \quad (13)$$

$$\frac{1}{\rho_i} \frac{\partial(\delta\rho_i)}{\partial t} + \frac{1}{\rho_i} \frac{\partial\rho_i}{\partial z} v_{zi} + \nabla\mathbf{v}_i = 0. \quad (14)$$

Положим, что частицы всех сортов газов движутся в волне как одно целое, т. е. $\mathbf{v}_i = \mathbf{v}$, $v_{zi} = v_z$. Вычитая из (14) выражение (13), с учетом (8), а также $(1/\rho_i)\partial\rho_i/\partial z = -1/H_i$, получим

$$\frac{\partial}{\partial t} \left(\frac{\delta\rho_i}{\rho_i} \right) - \frac{\partial}{\partial t} \left(\frac{\delta\rho}{\rho} \right) = \left(\frac{1}{H_i} - \frac{1}{H} - \frac{1}{H} \frac{dH}{dz} \right) v_z. \quad (15)$$

Поскольку для монохроматической волны $\partial/\partial t = i\omega$, а $v_z = i\omega h$, для связи относительных вариаций отдельной составной плотности и общих вариаций плотности получим

$$\frac{d\rho_i}{\rho_i} = \frac{d\rho}{\rho} + \left(\frac{H}{H_i} - 1 - \frac{dH}{dz} \right) \frac{h}{H}. \quad (16)$$

Из уравнения (16) следует соотношение, позволяющее по измерениям концентраций двух газов определить вертикальное смещение объема в волне:

$$\frac{h}{H} = \frac{m}{m_1 - m_2} \left(\frac{dn_1}{n_1} - \frac{dn_2}{n_2} \right). \quad (17)$$

Отметим, что выражение (17) справедливо для любого типа распространяющейся волны, в которой происходят смещения объема по вертикали. Такая уникальная возможность для определения вертикального смещения возникает из-за гравитационно-диффузионного разделения отдельных газов в поле силы тяжести. Очевидно, что ниже турбопаузы, где все dn_i/n_i равны друг другу, такой метод неприменим.

С учетом (6), (10) и (17) можно показать, что для изотермической атмосферы

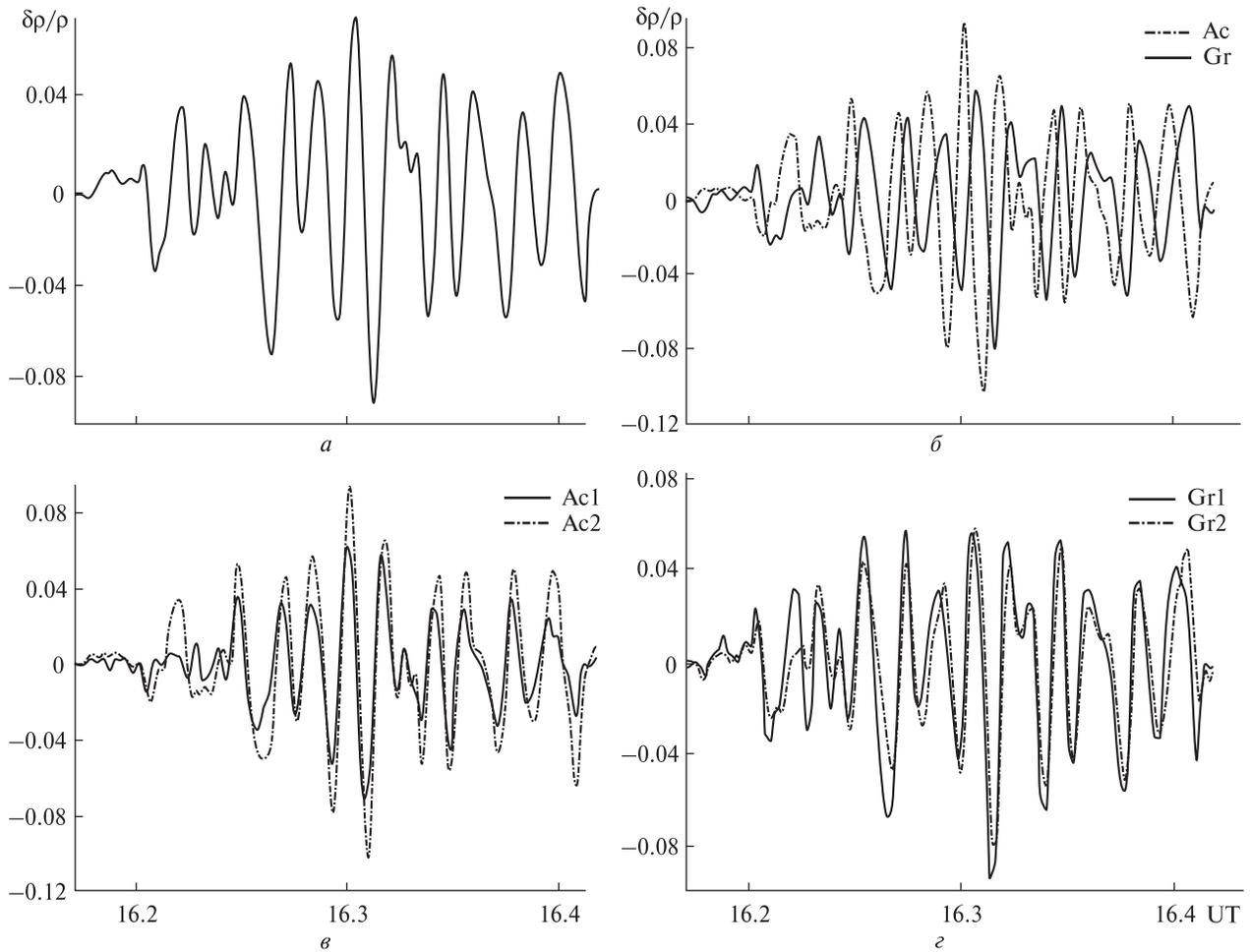


Рис. 2. Волновые вариации плотности на полярном участке витка 8303 спутника «Dynamic Explorer 2»: а — общие относительные вариации плотности, б — акустическая и гравитационная части, в, г — сравнение акустической и гравитационной составляющих, полученных двумя способами

$$\frac{dH}{dz} = \frac{H}{h} \frac{dm}{m}, \quad (18)$$

т. е. добавка к гравитационной части представляет собой относительную вариацию средней молекулярной массы dm/m . Для вычисления dm/m можно определить среднюю массу m вдоль витка согласно (6), затем исключить тренд и нормировать на среднее невозмущенное значение. Эту же добавку можно вычислить и как разность между относительными вариациями общей плотности и концентрации $dm/m = d\rho/\rho - dn/n$.

Определив гравитационную часть Gr с учетом (17), (18) и вычтя ее из общих вариаций плотности, получим акустическое слагаемое Ac . Такой способ менее очевиден, чем первый, однако в этом случае для вычисления гравитационной части достаточно измерений концентраций двух сортов газов.

На рис. 2 а, б показаны относительные вариации плотности $\delta\rho/\rho$, а также акустическая (Ac) и гравитационная (Gr) составляющие этих вариаций на примере волнового цуга, наблюдавшегося над южной полярной шапкой на витке 8303. Отметим, что акустическая составная по

величине незначительно превышает гравитационную. Акустическая и гравитационная части, вычисленные первым ($Ac1$, $Gr1$) и вторым ($Ac2$, $Gr2$) из рассмотренных выше способов, показаны на рис. 2 *в*, *г*. В целом результаты достаточно близки по величине. Причины некоторого несовпадения могут быть как инструментальными, например разные погрешности у приборов, измеряющих концентрацию и температуру, так и связанными с идеализированными теоретическими представлениями.

ОТНОШЕНИЕ АМПЛИТУД АКУСТИЧЕСКОЙ И ГРАВИТАЦИОННОЙ СОСТАВЛЯЮЩИХ

Отношение амплитуд сдвинутых по фазе величин Gr и Ac целесообразно исследовать с помощью спектрального анализа. Дискретное преобразование Фурье применялось к рядам спутниковых данных, представленных с шагом 1 с. Амплитудные спектры Фурье величин Gr и Ac , а также их отношение показаны на рис. 3 для витка 8303. Поскольку для АГВ со спутника наблюдается фактически спектр волновых чисел, по горизонтальной оси рис. 3 представлена пространственная частота. Максимальная волновая активность наблюдается на частоте $f = 0.015 \text{ с}^{-1}$, которой соответствует пространственный мас-

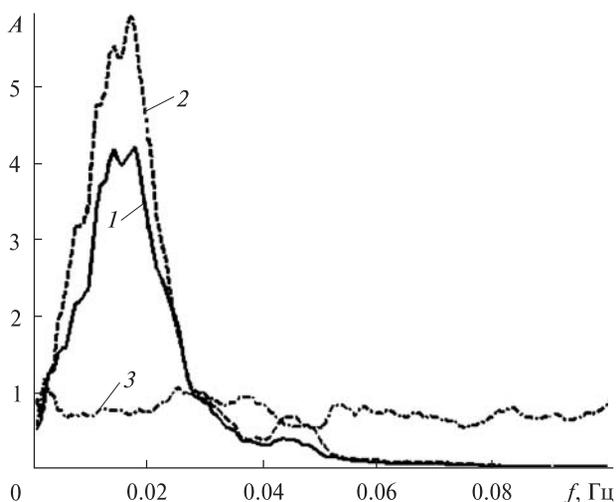


Рис. 3. Амплитудные спектры Фурье для гравитационной (1) и акустической (2) частей вариаций плотности, а также их отношение (3) на полярном участке витка 8303 спутника «Dynamic Explorer 2»

штаб колебаний вдоль витка спутника $\lambda_{кс} = 2\pi/k_{кс} \approx V_s / f \approx 500 \text{ км}$. На разных витках над обеими полярными шапками преобладают масштабы $\lambda_{кс} = 500 \dots 600 \text{ км}$, при этом отношение амплитуд $Gr / Ac = 0.7 \dots 0.8$.

Рассмотрим другой простой способ оценки Gr / Ac , позволяющий исследовать это отношение вдоль волнового цуга и вне зависимости от масштаба колебаний. Для этого модули Gr и Ac усредним по пяти периодам колебаний с помощью метода скользящего среднего. Выбор окна усреднения примерно соответствует длительности волнового цуга и определяется тем, чтобы в итоге получить гладкие кривые, которые можно непосредственно делить друг на друга. Полученные сглаженные кривые по амплитуде меньше амплитуд огибающих, но при данном рассмотрении это не важно, поскольку нас интересует только их отношение. Полученное таким образом отношение Gr / Ac вдоль витка 8303 показано на рис. 4, *а* с шагом 18 с. Общая для восьми витков зависимость амплитуд $Gr(Ac)$ показана на рис. 4, *б*. Эти витки были отобраны в интервале высот 250–300 км с близкими фоновыми условиями, три из них относятся к северному полушарию, пять – к южному полушарию. Для всех выбранных витков в среднем $Gr \approx 0.7Ac$, и не зависит от амплитуды волн.

Поскольку для полярных возмущений отношение Gr / Ac примерно сохраняется на разных витках и фактически не зависит от амплитуды волн, можно предположить наличие однотипного волнового режима в полярной термосфере обоих полушарий.

Сравним полученное по спутниковым данным значение Gr / Ac с теоретическими представлениями. Для этого используем дисперсионное уравнение АГВ [8]:

$$\frac{k_z^2 + \zeta^2}{k_x^2} = \left[\left(\frac{\tilde{\omega}_B}{\omega} \right)^2 - 1 \right] \cdot \left[1 - \left(\frac{u_x}{c_s} \right)^2 \right], \quad (19)$$

где

$$\zeta = g(1 - \gamma/2)/c_s^2, \quad \tilde{\omega}_B^2 = \frac{g}{H} \left(\frac{\gamma - 1}{\gamma} + \frac{\partial H}{\partial z} \right)$$

— квадрат частоты Брента — Вайсяля в неоднородной среде [1] и выражение, связывающее

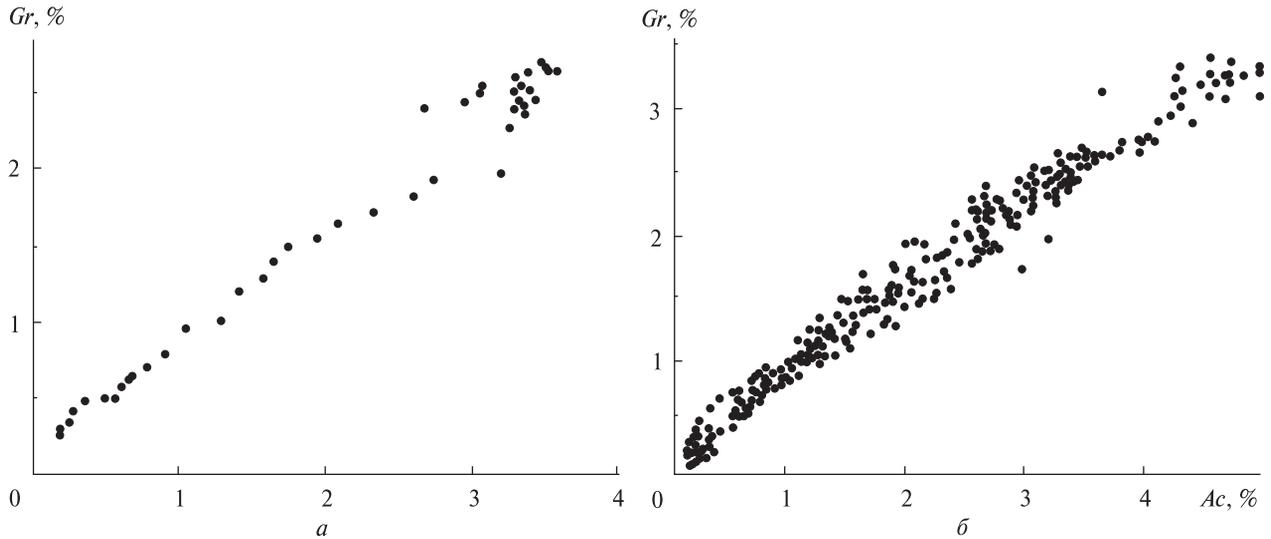


Рис. 4. Соотношение амплитуд гравитационной и акустической составляющих по измерениям на спутнике «Dynamic Explorer 2»: а — виток 8303, б — общая зависимость для восьми витков

вертикальную и горизонтальную составные скорости частиц в АГВ [8]:

$$\frac{v_x}{v_z} = \left[\frac{-k_z + i\zeta}{k_x} \right] \cdot \left[1 - \left(\frac{u_x}{c_s} \right)^2 \right]^{-1}. \quad (20)$$

С учетом (2), (3), (19) и (20), отношение амплитуд гравитационной и акустической составляющих выразим через спектральные параметры волны:

$$\frac{Gr}{Ac} = \frac{\tilde{\omega}_b}{\omega} \sqrt{\frac{(\gamma - 1 + \gamma dH/dz)(c_s^2 k_x^2 - \omega^2)}{(\tilde{\omega}_b^2 - \omega^2)}}. \quad (21)$$

Построенные по формуле (21) кривые отношения Gr/Ac показаны на рис. 5. В расчетах приняты фоновые условия, примерно соответствующие наблюдениям на DE2. Рассмотрен интервал горизонтальных длин волн 400–600 км, близких к наблюдениям. Отметим, что Gr/Ac очень чувствительно к изменению λ_x , и условие $Gr < Ac$ может выполняться только для длин волн больше некоторого граничного значения ($\lambda_x > 500$ км). Для наблюдаемых со спутника АГВ $\lambda_{xs} = 500 \dots 600$ км, а $Gr/Ac = 0.7 \dots 0.8$. В этом случае, как следует из рис. 5, есть ограничение на периоды волн ($T < 1.5T_B$). Поскольку проекция горизонтальной длины волны λ_{xs}

всегда несколько меньше истинного значения λ_x , в действительности периоды наблюдаемых волн должны быть еще ближе к периоду Брента — Вайсяля. Для данного типа волн периоды оценивались на основе спутниковых измерений неоднократно, и значения периодов во всех случаях действительно оказались близкими к периоду Брента — Вайсяля и к данным [4, 9, 10].

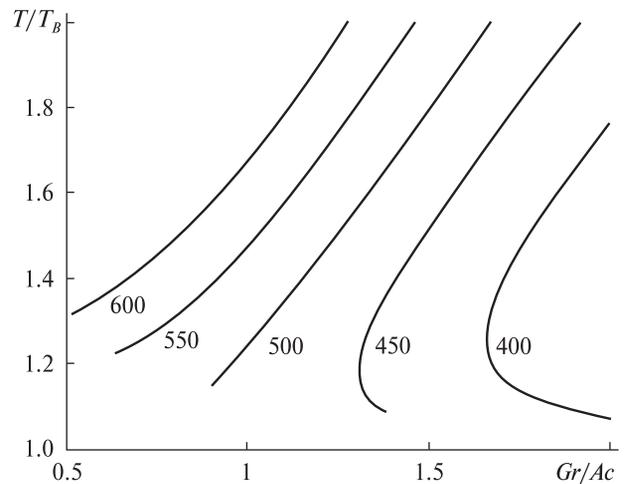


Рис. 5. Отношения Gr/Ac в зависимости от безразмерного периода T/T_B для $\lambda_x = 400, 450, 500, 550$ и 600 км

СВЯЗЬ АКУСТИЧЕСКОЙ И ГРАВИТАЦИОННОЙ СОСТАВЛЯЮЩИХ С ЭНЕРГИЕЙ ВОЛНЫ

Покажем, что соотношение Gr и Ac указывает не только на спектральные свойства волн, но и отражает их энергетический баланс. Как известно, в АГВ есть два вида потенциальной энергии: упругая энергия акустического сжатия и термобарическая энергия, связанная с вертикальными смещениями объема газа [2]. Без учета источников и потерь закон сохранения энергии для АГВ имеет вид [13]

$$\frac{\partial}{\partial t}[E_K + E_A + E_G] + \nabla \cdot (\mathbf{v}\delta p) = 0, \quad (23)$$

где

$$E_K = \frac{1}{2} \rho \mathbf{v}^2$$

— плотность кинетической энергии;

$$E_A = \frac{\delta p^2}{2\rho c^2}$$

— плотность упругой акустической энергии;

$$E_G = \frac{g}{2\rho\beta c_s^2} (\delta p - c_s^2 \delta \rho)^2,$$

$$\beta = (\gamma - 1)g + \frac{dc_s^2}{dz}$$

— плотность термобарической энергии, $\mathbf{v} \cdot \delta p$ — поток энергии.

С учетом (3) и (9) плотность упругой акустической энергии выразим через акустическую часть вариаций плотности:

$$E_A = \frac{\rho c^2}{2} Ac^2, \quad (24)$$

а плотность термобарической энергии — через гравитационную часть вариаций плотности:

$$E_G = \frac{\rho c^2}{2(\gamma - 1 + \gamma dH/dz)} Gr^2. \quad (25)$$

Таким образом, соотношение между акустической и гравитационной частями вариаций плотности отражает энергетический баланс волны. В АГВ плотности кинетической и потенциальной энергии в среднем по периоду равны, а полная энергия равна удвоенной потенциальной энергии: $E = 2(E_A + E_G)$ [2]. Поэтому на основе величин Gr и Ac можно рассчитать распределение

полной энергии волны вдоль витка спутника, используя только измерения концентраций.

Как следует из (24), (25), отношение потенциальных энергий в наблюдаемых АГВ при среднем значении $Gr / Ac = 0.7...0.8$ и с учетом различия фоновых условий на отдельных витках составляет $E_G / E_A \approx 0.85...1.1$. Полученное примерное равенство двух видов потенциальных энергий АГВ, по-видимому, является важным условием для их распространения на высотах наблюдения. Эта особенность требует дальнейшего теоретического исследования.

ОБСУЖДЕНИЕ РЕЗУЛЬТАТОВ

С помощью многочисленных наземных методов в земной атмосфере ниже турбопаузы чаще всего наблюдаются АГВ, удовлетворяющие условиям $\omega^2 \ll \omega_B^2$, $k_z H \gg 1$. Эти условия фактически эквивалентны малости акустической составляющей по сравнению с гравитационной частью. В отличие от таких волн, с борта спутника в высоких широтах систематически наблюдаются АГВ, в которых вклад акустической составляющей очень значителен. По-видимому, причина такого существенного различия объясняется сильной разреженностью среды на высотах спутниковых наблюдений АГВ, что, как будет показано ниже, приводит к преимущественной диссипации низкочастотной части спектра волновых возмущений.

Распространение волн в гетеросфере сопровождается нарушением гравитационно-диффузионного равновесия в высотных распределениях разных сортов частиц, что приводит к возникновению диффузионных движений. Вследствие экспоненциального увеличения коэффициента молекулярной диффузии с высотой в атмосфере могут существовать только волны с периодами меньше характерного времени установления гравитационно-диффузионного равновесия $\tau_{\text{диф}}$. Согласно теоретическим оценкам [6] $\tau_{\text{диф}}$ изменяется примерно от 1 ч на высоте 200 км до нескольких минут на высоте 300 км для условий средней солнечной активности. Поскольку частоты АГВ ограничены сверху частотой Брента — Вайсяля, в наблюдаемом спектре волн должны преобладать возмущения с высокими частотами,

близкими к этой граничной частоте. Таким образом, выше 200 км из-за влияния молекулярной диффузии происходит эффективная диссипация низкочастотной части спектра волновых возмущений и остаются преимущественно АГВ с $\omega \rightarrow \omega_B$, что соответствует периодам 10–11 мин на высотах наблюдения. Из дисперсионного уравнения (19) следует, что в этом случае $k_z^2 + \zeta^2 \rightarrow 0$, и эти волны тяготеют к квазигоризонтальному распространению.

Оценим горизонтальные фазовые скорости и масштабы этих волн. Для этого с помощью (19) и (20) получим выражение для связи вертикальной и горизонтальной составных скорости частиц в АГВ:

$$v_x^2 + v_z^2 = v_x^2 \left(\frac{\omega}{k_x c_s} \right)^2 + v_z^2 \left(\frac{\omega_b}{\omega} \right)^2. \quad (26)$$

Для крайних случаев: 1) при $v_x = 0$ возможны только вертикальные колебания Брента — Вайсяля с частотой $\omega = \omega_b$; 2) при $v_z = 0$ имеем моду Лэмба ($\omega = k_x c_s$). Поскольку акустическая часть пропорциональна v_x , а гравитационная часть — пропорциональна $h = v_z / i\omega$, и обе эти части в наблюдаемых АГВ близки по величине, значит обе составные v_x и v_z ненулевые. Поэтому при $\omega \rightarrow \omega_B$ одновременно должно выполняться и условие $\omega \rightarrow k_x c_s$. Тогда из выражения (21) следует $Gr / Ac \rightarrow \sqrt{\gamma - 1} \approx 0.77$, что примерно и наблюдается. Таким образом, из-за влияния молекулярной диффузии на высотах 250–300 км должны преобладать волны с выделенной длиной $\lambda_x \approx c_s T_B$ (это составляет примерно 500–550 км на высотах спутника DE2 и хорошо согласуется с наблюдениями).

ВЫВОДЫ

По измерениям на спутнике «Dynamic Explorer 2» исследованы относительные вклады акустической и гравитационной составляющих в АГВ, наблюдавшихся в высокоширотной термосфере. Предложена методика для вычисления гравитационной части вариаций плотности на основе измерения концентраций газов.

Получено, что для этих АГВ отношение $Gr / Ac = 0.7...0.8$ примерно сохраняется на разных витках в обоих полушариях. Поскольку

Gr / Ac при заданных параметрах среды определяется ω и k_x , полученный результат указывает на преобладание однотипного волнового режима в высокоширотной термосфере. Наблюдаемые в полярных областях волны распространяются квазигоризонтально с частотой, близкой к ω_B , и горизонтальной длиной $\lambda_x \approx c_s T_B$. Для них характерно примерное равенство термобарической и упругой акустической потенциальных энергий.

Преобладание волн с определенными спектральными свойствами можно объяснить влиянием молекулярной диффузии, которая осуществляет эффективную фильтрацию низкочастотной части спектра волновых возмущений.

1. Госсард Э., Хук У. Волны в атмосфере. — М.: Мир, 1978. — 532 с.
2. Дикий Л. А. Теория колебаний земной атмосферы. — Л.: Гидрометеиздат, 1969. — 196 с.
3. Федоренко А. К. Спутниковые наблюдения среднесаплярных акустико-гравитационных волн над полярными шапками // Космічна наука і технологія. — 2008. — **14**, № 5. — С. 65–73.
4. Федоренко А. К. Энергетический баланс акустико-гравитационных волн над полярными шапками по данным спутниковых измерений // Геомагнетизм и аэрономия. — 2010. — **50**, № 1. — С. 111–122.
5. Carignan G. R., Block B. P., Maurer J. C., et al. The neutral mass Spectrometer on Dynamics Explorer // Space Sci. Instrum. — 1981. — **5**. — P. 429–441.
6. Del Genio A. D., Schubert G., Straus J. M. Gravity wave propagation in a diffusively separated atmosphere with height-dependent collision frequencies // J. Geophys. Res. — 1979. — **84**, N A8. — P. 4371–4378.
7. Dudis J. J., Reber C. A. Composition effects in thermospheric gravity waves // Geophys. Res. Lett. — 1976. — **3**, N 12. — P. 727–730.
8. Hines C. O. Internal atmospheric gravity waves at ionospheric heights // Can. J. Phys. — 1960. — **38**. — P. 1441–1481.
9. 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. — **107**, N A12. — doi: 10.1029/2002JA009370.
10. 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.

11. *Makhlof U. R., Dewan E. A., Isler J., Tuan T. F.* On the importance of the purely gravitationally induced density, pressure and temperature variations in gravity waves: Their application to airglow observations // *J. Geophys. Res.* — 1990. — **95**. — P. 4103—4111.
12. *Spencer N. W., Wharton L. E., Niemann H. B., et al.* The Dynamics Explorer wind and temperature spectrometer // *Space Sci. Instrum.* — 1981. — **5**. — P. 417—428.
13. *Yeh K. S., Liu C. H.* Acoustic-gravity waves in the upper atmosphere // *Rev. Geophys. Space. Phys.* — 1974. — **12**. — P. 193—216.

Стаття надійшла до редакції 04.02.13

А. К. Федоренко

АКУСТИЧНА І ГРАВІТАЦІЙНА СКЛАДОВІ ХВИЛЬОВИХ ЗБУРЕНЬ У ВИСОКОШИРОТНІЙ ТЕРМОСФЕРІ

За вимірюваннями на низькоорбітальному супутнику «Dynamic Explorer 2» досліджений внесок градієнта тиску (акустичної складової) і сили тяжіння (гравітаційної складової) у хвильових варіаціях параметрів високоширотної термосфери. Встановлено, що в полярних облас-

тях в інтервалі висот 250—400 км систематично переважають такі хвильові збурення, в яких акустична та гравітаційна складові близькі за величиною, а спектральні характеристики є виділеними. Отримане співвідношення акустичної і гравітаційної частин свідчить про специфічний енергетичний баланс цих хвиль.

А. К. Федоренко

ACOUSTIC AND GRAVITY COMPONENTS OF WAVE DISTURBANCES IN THE HIGH-LATITUDE THERMOSPHERE

The contribution of the pressure gradient (acoustic component) and gravity (gravity component) to the wave variations of parameters of high-latitude thermosphere was investigated with the use of measurements from the low-orbit satellite Dynamic Explorer 2. It was found that the wave disturbances which are systematically dominated in the polar region at altitudes of 250—400 km have acoustic and gravitational components with close magnitude and spectral characteristics. The obtained ratio of acoustic and gravitational parts reveals a peculiar energy balance of these waves.