

УДК 534-13;551.34;551.54

ПОИСК ПРОЯВЛЕНИЙ АТМОСФЕРНЫХ ВОЛН В ОДНОВРЕМЕННЫХ СОВМЕЩЕННЫХ БАРОМЕТРИЧЕСКИХ И ГРАВИМЕТРИЧЕСКИХ ИЗМЕРЕНИЯХ

© 2020 г. Г. М. Швед^а, *, С. С. Новиков^а, Н. М. Гаврилов^а

^аСанкт-Петербургский государственный университет,
Университетская наб., 7/9, Санкт-Петербург, 199034 Россия

*e-mail: g.shved@spbu.ru

Поступила в редакцию 05.06.2019 г.

После доработки 01.08.2019 г.

Принята к публикации 25.09.2019 г.

На основе модели пространственного распределения возмущения плотности воздуха при распространении внутренних гравитационных волн (ВГВ) получены оценки возмущения силы тяжести, создаваемого этими волнами. Оценки показывают, что сверхпроводящие гравиметры способны регистрировать ВГВ, генерируемые любым источником волн в нижней атмосфере. Методом цифровой фильтрации обработаны ряды барометрических и гравиметрических измерений в Мокса, Германия, (50.6° N, 11.6° E) за 2000–2018 гг. с целью поиска возмущений давления и силы тяжести с временными масштабами от ~10 мин до ~10 ч. В годовом ходе вариаций атмосферного давления с масштабами вариаций порядка и меньше 1 ч выявлен летний максимум, который исчезает при больших масштабах. Максимум можно связать с эффектом ВГВ, имеющих такие же значения периодов и генерируемых конвективными облаками, которые возникают в летнюю половину года. Годовой ход вариаций силы тяжести имеет максимумы зимой и летом для всех рассмотренных масштабов вариаций. Их можно объяснить модуляцией солнечного полусуточного гравитационного прилива полугодовыми изменениями в возмущении гравитационного потенциала Земли.

Ключевые слова: атмосферные волны, гравитационные волны, приливы, сверхпроводящий гравиметр, барометр, сила тяжести, давление атмосферы

DOI: 10.31857/S000235152001006X

1. ВВЕДЕНИЕ

Предметом исследования настоящей статьи являются атмосферные волны в диапазоне периодов от ~10 мин до ~10 ч. В указанный диапазон периодов попадают мезомасштабные внутренние гравитационные волны (ВГВ) [1, 2] и глобальные волны – солнечный тепловой и лунный и солнечный гравитационный приливы [3] и гравитационные собственные колебания атмосферы (ГСКА) [4]. Поскольку амплитуда указанных волн растет с высотой, значительная часть сведений по ним получена различными методами исследования вариаций параметров средней и верхней атмосферы. Особенностью данного исследования является поиск проявлений волн в нижней атмосфере по одновременным совмещенным барометрическим измерениям поверхностного давления атмосферы p_s и гравиметрическим измерениям ускорения свободного падения g .

Вариации плотности (массы) атмосферы над гравиметром в силу действия закона всемирного

тяготения Ньютона возмущают силу тяжести. Сейсмологи используют измерения p_s для исключения влияния атмосферных процессов из показаний гравиметров (ссылки см. в разделе 2). Но попытка использовать гравиметрические измерения g для исследований атмосферных движений была пока сделана только в отношении ГСКА (см. ниже).

Наблюдения p_s используются для исследования ВГВ (см., например, [5, 6]). Хотя исследований ВГВ по гравиметрическим измерениям не проводилось, они, однако, могут оказаться более информативными, чем измерения p_s : гравиметры регистрируют волновое возмущение в некоторой области атмосферы, тогда как барометры дают сведения о волновом процессе только вблизи земной поверхности при непременном требовании выполнения гидростатичности возмущения, не обязательной для короткопериодных ВГВ.

Ранние исследования солнечных и лунных приливов в атмосфере вообще сводились в основ-

ном к исследованию вариаций p_s [3]. Приливы также регистрируются по вариациям g . Именно, близкие по частоте лунный и солнечный полусуточные гравитационные приливы определяют в основном временные изменения g , демонстрирующие биения [7]. Кроме этого, спектры записей гравиметров и сейсмометров, обычно длительностью не меньше года, показывают пики на частотах гармоник солнечного теплового прилива S_m с номерами гармоник m до ~ 10 [8–10], до ~ 20 [11] и даже до ~ 50 [12]. Что касается ГСКА, они исследовались как по измерениям p_s [10, 13], так и по измерениям g [10].

В разделе 2 дается обзор состояния проблемы воздействия атмосферных процессов на силу тяжести. Раздел 3 посвящен оценке возмущений g , вызываемых атмосферными волнами. В разделе 4 с помощью цифровой фильтрации измерений барометра и гравиметра представлены сезонные и межгодовые изменения в вариациях p_s и g разных временных масштабов. В разделе 5 обсуждаются возможные причины указанных сезонных изменений. Основные результаты работы представлены в разделе 6.

2. СОСТОЯНИЕ ПРОБЛЕМЫ ВОЗДЕЙСТВИЯ АТМОСФЕРНЫХ ПРОЦЕССОВ НА СИЛУ ТЯЖЕСТИ

Передаточный коэффициент. Чтобы учесть влияние атмосферных динамических процессов на силу тяжести, в сейсмологии используется передаточный коэффициент η , который связывает возмущение приземного атмосферного давления над сейсмометром или гравиметром, p_s' , с вызванным этим процессом возмущением g , g' :

$$\eta = g' / p_s'. \quad (1)$$

Установлено эмпирически и путем теоретических оценок, что величина η меняется в широких пределах – от ~ -0.1 до ~ -0.7 мкГал/гПа – в зависимости как от времени жизни или периода процесса, так и от его физической природы [8, 9, 14–16]. Наиболее часто используется значение $\eta = -0.3$ мкГал/гПа, принимаемое за характерное (см., например, [9, 16–18]).

В [8] обработка измерений g и p_s , проведенных в Калифорнии (США), дала значения η для гармоник S_m : ~ -0.7 (для $m = 1$), ~ -0.5 (для $m = 2$) и в диапазоне значений между -0.2 и -0.4 мкГал/гПа (для $m = 3-10$). Также в [8] определялась степень когерентности волн g и p_s с частотами гармоник S_m для $m = 3-10$: для $m = 4-7$ и 9 она оказалась больше 0.5 (до 0.75 для $m = 5$).

Теоретическая оценки коэффициента η для ВГВ возможна, если для волнового возмущения выполнено условие гидростатичности атмосферы. Три обстоятельства делают выполнение этого условия проблематичным. Во-первых, гидростатичность волнового возмущения может не успевать установиться в силу быстроты колебаний. Во-вторых, возмущение поля давления у поверхности может иметь особенность, обусловленную волновым взаимодействием источника с поверхностью: волна, излученная источником к поверхности, интерферирует с волной, отраженной от поверхности. В-третьих, ВГВ являются нестационарными волновыми процессами, времена жизни которых обычно не превышающими несколько периодов волны. Каждой конкретной ВГВ соответствует своя собственная пространственно-временная конфигурация возмущения поля давления, зависящая от параметров источника, генерирующего волну. А разнообразие значений этих параметров велико.

Моделирование возмущения силы тяжести. В [19] были получены теоретические оценки g' за счет возмущения плотности атмосферы ρ , ρ' , с учетом сферичности атмосферы. Рассмотрение проводилось в сферической системе координат, начало которой совмещалось с центром сферической планеты с радиусом R_0 . Область атмосферы с однородным по горизонтали возмущением давления бралась в форме круга, ограниченного полярным углом ϑ , равным ϑ_0 , и отсчитываемым от оси, проходящей через центры планеты и круга. Предполагаемая гидростатичность возмущения позволила задать экспоненциальное уменьшение ρ' с высотой, используя параметр H – высоту однородной атмосферы. Было получено два результата.

1. Был найден полярный угол ϑ_c , определяемый условием

$$\sin(\vartheta_c/2) = \sqrt{H/2R_0}, \quad (2)$$

разделяющий атмосферу на область (в окрестности $\vartheta = 0$), которая за счет ньютоновского притяжения уменьшает силу тяжести, и остальную атмосферу, которая ее увеличивает, т.е. находится в основном ниже горизонта. Для величины $H = 7.5$ км, которую можно принять характерной для всей атмосферы, значение $\vartheta_c \approx 2.8^\circ$, что соответствует диаметру круга ~ 600 км, занимаемого возмущенной областью атмосферы на поверхности. Указанная длина является естественной границей сверху для горизонтального размера возмущенных областей атмосферы, L , доступных для оценок величины g' в приближении плоской атмосферы.

2. Была оценена погрешность, которую вносит в расчет g' использование приближения плоской

атмосферы. При $H/[2R_0 \sin(\vartheta/2)] < 0.1$ ($\vartheta \geq 1^\circ$) величина g' может быть аппроксимирована формулой

$$g' = g'_\infty \times [1 - \sin(\vartheta/2) - H/(2R_0 \sin(\vartheta/2) + 2H/R_0)], \quad (3)$$

где g'_∞ — значение g' в приближении плоской атмосферы. В случае $L(\vartheta_c) = L_c \sim 600$ км, которому соответствует максимальная погрешность, обусловленная использованием этого приближения, $g' \approx 0.93g'_\infty$. Т. о., пренебрежение сферичностью атмосферы незначительно завышает оценки g' для возмущений давления в областях атмосферы протяженностью $L \leq 600$ км.

3. ВОЗМУЩЕНИЯ СИЛЫ ТЯЖЕСТИ АТМОСФЕРНЫМИ ВОЛНАМИ

Общее выражение для возмущения. Возмущение g' за счет возмущений ρ' в некоторой области атмосферы определяется интегралом по всему объему этой области, V . В прямоугольной системе координат, начало которой совмещено с точкой поверхности, для которой рассматривается возмущение силы тяжести, с учетом $g' < 0$ при $\rho' > 0$ интеграл имеет вид

$$-g' = G \iiint_V dV \frac{\rho'(x, y, z)}{R^2} \sin\beta, \quad (4)$$

где G — гравитационная постоянная, x и y — горизонтальные координаты элемента атмосферы, z — его высота над земной поверхностью, $R^2 = x^2 + y^2 + z^2$, β — угол между горизонтальной поверхностью в начале координат и направлением из него на элемент атмосферы ($\sin\beta = z/R$).

Аналитическое представление возмущения для ВГВ. Для оценок g' по порядку величины используется простая математическую модель пространственного распределения ρ' , допускающая аналитическое представление интеграла (4). В плоской бесконечной атмосфере с постоянным значением H используется модель плоской недиссипирующей ВГВ, распространяющейся с постоянной амплитудой в горизонтальном направлении вдоль оси x и с уменьшающейся амплитудой в вертикальном направлении вдоль оси z , что позволяет представить волновое ρ' в виде

$$\rho'(x, z, t) = \delta\rho_s e^{-\frac{z}{2H}} \cos(k_x x + k_z z + \omega t + \Delta\varphi), \quad (5)$$

где k_x и k_z — горизонтальное и вертикальное волновые числа соответственно, ω — угловая частота волны, t — время, $\Delta\varphi$ — начальная фаза колебания,

$\delta\rho_s$ — амплитуда колебания плотности в волне, $\delta\rho$, у земной поверхности ($z = 0$). Модель не учитывает эффект взаимодействия волны с поверхностью (см. выше): в некотором слое, прилегающем к поверхности, значения $\delta\rho$ могут быть завышены. В общих чертах предлагаемая модель отражает структуру ВГВ, получаемую в численных моделях (см. [1, 2] и ссылки в этих обзорах). Наблюдения горной волны [20] подтверждают реалистичность модели.

Использование в формуле (4) возмущения ρ' (5) при $t = 0$, дает g' в виде

$$-g'_\infty = 2\pi G \delta\rho_s \frac{(1/2H + k_x) \cos\Delta\varphi - k_z \sin\Delta\varphi}{(1/2H + k_x)^2 + k_z^2} \quad (6)$$

(см. Приложение). Рассматриваются максимальные значениями возмущения силы тяжести, $|g'_\infty|_m$, соответствующие $\Delta\varphi = 0$ и π . Переход к длинам волн в горизонтальном и вертикальном направлениях λ_h и λ_z соответственно,

$$\lambda_h = 2\pi/k_x, \quad \lambda_z = 2\pi/k_z, \quad (7)$$

позволяет ввести безразмерные параметры

$$a = 4\pi H/\lambda_h \quad \text{и} \quad b = 4\pi H/\lambda_z. \quad (8)$$

Тогда $|g'_\infty|_m$ можно записать как

$$|g'_\infty|_m = 4\pi H G \delta\rho_s F(a, b), \quad (9)$$

где

$$F(a, b) = \frac{1+a}{(1+a)^2 + b^2}, \quad (10)$$

а $4\pi H \sim 100$ км. Как и следует ожидать, формулы (9)

и (10) показывают рост $|g'_\infty|_m$ при увеличении λ_z . Поскольку для ВГВ параметр $b \geq 2$, и всегда $a < b$

(см. ниже), $|g'_\infty|_m$ уменьшается с увеличением λ_x . Связано это с увеличением наклона синфазных поверхностей в волне к земной поверхности с ростом λ_x . Соответственно, увеличивается область волны с относительно большими значениями β , дающая вклад в g' , по знаку противоположный вкладу области волны, прилегающей к земной поверхности в рассматриваемой ее точке.

Оценки возмущений для ВГВ. Значения λ_h для наблюдаемых ВГВ варьируют от ~ 2 до ~ 2000 км, а значения λ_z — от ~ 1 до ~ 50 км, причем величина отношения λ_z/λ_h меняется с высотой (см., например, [1, 21–23]). Соответственно, параметр a варьирует от ~ 50 до ~ 0.05 , а параметр b — от ~ 100 до ~ 2 . Поскольку обычно у ВГВ $\lambda_h > \lambda_z$, то $a < b$.

Оценки $|g'|$ выполнялись для того случая наблюдения горных волн, для которого удалось найти всю требуемую исходную информацию. Это дистанционные спутниковые наблюдения горных волн от Анд южной оконечности Южной Америки [24]. Параметры волн были определены по измерениям теплового излучения стратосферы в 12.6 мкм полосе CO_2 . Получены следующие диапазоны вариации длин волн — $\lambda_h \sim 300\text{--}500$ км, $\lambda_z \sim 5\text{--}15$ км, а амплитуда колебания температуры T в волне, δT , на высотном уровне, соответствующем $p = 30$ гПа, доходит до ~ 5 К. В этом случае амплитуда относительного возмущения температуры, $\delta T/T$, на указанном высотном уровне оказывается порядка 2%. Для указанных диапазонов λ_h и λ_z коэффициент $F \sim (0.3\text{--}3) \times 10^{-2}$. Использование дисперсионного соотношения

$$\tau/\tau_N = \lambda_h/\lambda_z, \quad (11)$$

где τ — период волны в среднем потоке, а τ_N — период Брента—Вяйсяля, и поляризационных соотношений для ВГВ [1] показывает для наблюдаемых значений λ_z , что амплитуда относительного возмущения плотности атмосферы, $\delta\rho/\rho$, имеет такой же порядок величины, как и $\delta T/T$. Поскольку амплитуда ВГВ, распространяющейся без диссипации, пропорциональна $1/\sqrt{p}$ [1], величина $\delta\rho/\rho$ будет меньше у поверхности примерно в 5 раз. Использование формулы (9) дает диапазон значений $|g'| \sim (0.1\text{--}1) \times 10^2$ нГал. Поскольку чувствительность сверхпроводящих гравиметров не хуже 1 нГал [18, 25], горные волны должны ими регистрироваться. Пример такой горной волны с $\tau \approx 80$ мин и $\lambda_h \approx 200$ км дает наблюдение колебаний скорости ветра, полученных при полете аэростата южнее Скандинавии на высотном уровне, соответствующем давлению ~ 15 гПа [26]. Использование дисперсионного соотношения (11) дает $\lambda_z \approx 10$ км, а использование поляризационных соотношений дает $\delta T/T \sim 4\%$ [26]. Учитывая уменьшение $\delta\rho/\rho$ на порядок при приближении к поверхности, согласно формулам (8)–(10) получено $|g'| \sim 50$ нГал.

Для оценок коэффициента F в случае ВГВ, генерируемых в конвективных облаках и имеющих периоды τ от ~ 10 мин до ~ 1 ч, брались пары длин волн (λ_z, λ_h) из измерений, выполненных в тропиках с использованием MST-радар, регистрирующего волновые возмущения скорости “вертикального” ветра в слое 5–22 км [27]. Диапазоны вариаций наблюдаемых длин волн — $\lambda_z \sim 1.5\text{--}6.5$ км и $\lambda_h \sim 4\text{--}40$ км [27], что дает $F \sim (0.5\text{--}2) \times 10^{-2}$. Оценка $\delta\rho/\rho$ проводилась по наблюдениям ВГВ [28], проявляющейся на небесном своде в ночном инфракрасном свечении атмосферы в полосе

гидроксидов ОН (с высот около 87 км) в виде разбегающихся концентрических кругов, свидетельствующих, что ВГВ генерируется в конвективном облаке. Согласно оценкам в статье [28], для ВГВ с $\lambda_h \sim 20\text{--}40$ км величина $\delta T/T$ может на высотах свечения доходить до $\sim 3\%$. Предполагая, что волна без диссипации достигает высот верхней мезосферы, величина $\delta\rho/\rho$ должна уменьшиться к поверхности на три порядка. Использование формулы (9) дало $|g'| \sim 0.5$ нГал. Т. о., ВГВ, генерируемые в конвективных облаках, вероятно, могут регистрироваться сверхпроводящими гравиметрами, если $\lambda_z \geq 5$ км ($b \leq 20$).

Источники ВГВ могут быть связаны с горизонтально протяженными системами струя-фронт [2]. Чтобы отстроиться от возможных на суше горных волн, для оценок $|g'|$ использовались радиозондовые измерения ветра в северной Атлантике [29], регистрирующие ВГВ как выше, так и ниже струйных течений, находящихся на высотах около 10 км. Были обнаружены ВГВ с амплитудой колебаний скорости ветра, δu , в диапазоне 4–9 м/с со следующими значениями λ_z, λ_h и τ — ~ 2.5 км, ~ 170 км и ~ 6 ч и ~ 2 км, ~ 400 км и ~ 12 ч. Обнаруженные волны являются инерционно-гравитационными волнами, характеризующимися дисперсионным соотношением

$$\frac{1}{\tau^2} = \left(\frac{2\sin\phi}{\tau_0} \right)^2 + \left(\frac{\lambda_z}{\tau_N \lambda_x} \right)^2, \quad (12)$$

где τ_0 — период вращения Земли вокруг собственной оси, а ϕ — широта [1]. Малые значения λ_z приводят к малым значениям $F \sim 7 \times 10^{-4}$ по сравнению со значениями F для рассмотренных выше типов ВГВ. Использование поляризационных соотношений для инерционно-гравитационных волн [1] позволило оценить $\delta\rho/\rho$ по наблюдаемым значениям δu : $\delta\rho/\rho \sim (3\text{--}5) \times 10^{-3}$, что согласно формуле (9) приводит к $|g'|$ не меньше 2–3 нГал. Таким образом, ВГВ от струй могут регистрироваться сверхпроводящими гравиметрами.

Вышеприведенные оценки $|g'|$ выполнены для отдельных волн. Обычно в атмосфере наблюдаются наборы ВГВ с разными периодами и длинами волн. Вследствие интерференции волн при определенных соотношениях их фаз можно ожидать $|g'|$, существенно превышающие приведенные выше оценки.

Оценка возмущений для лунного прилива. Воздействие гармоник S_m на силу тяжести установлено надежно (см. разделы 1 и 2). Остается выяснить, достаточно ли точности гравиметров для регистрации атмосферного полусуточного лунного прилива L_2 при использовании передаточного коэффициента $\eta \sim -0.3$ мкГал/гПа. Ампли-

туда колебаний p_s в приливе L_2 уменьшается от экватора, вблизи которого она имеет максимальное значение около 8 Па, до значений ~ 1.5 Па на широте 50° N [30] (сведения по L_2 воспроизведены также в [3]). Т. о., соответствующие приливу L_2 значения $|g'| \sim 5\text{--}20$ нГал могут регистрироваться сверхпроводящим гравиметром.

Оценка возмущений для ГСКА. Оценка $|g'|$ снизу ~ 0.3 нГал получается при использовании $\eta \sim -0.3$ мкГал/гПа и того обстоятельства, что в диапазоне периодов 2–5 ч удалось уверенно наблюдать ГСКА по барометрическим измерениям, имеющим разрешение не хуже 0.1 Па [13]. Наблюдения в средней и верхней атмосфере указывают на существование ГСКА в диапазоне периодов 6–15 ч [31–33]. Поскольку амплитуды ГСКА имеют тенденцию возрастать с периодом, можно предполагать, что сверхпроводящие гравиметры способны регистрировать эти волны.

4. АНАЛИЗ БАРОМЕТРИЧЕСКИХ И ГРАВИМЕТРИЧЕСКИХ ИЗМЕРЕНИЙ

В данной работе используются непрерывные поминутные измерения p_s и g на станции Мокса, Германия, (50.6° N, 11.6° E) за 2000–2018 гг. Они доступны на сервере Международной службы геодинамики и земных приливов (IGETS) [25] <ftp://igetsftp.gfz-potsdam.de>. Измерения g производились сверхпроводящим гравиметром, имеющим, как уже указывалось выше, чувствительность не хуже, чем 1 нГал ($= 0.01$ нм/с²) [18, 25]. Чувствительность барометра лучше, чем 0.1 Па ($= 1$ мкбар) [25].

Для исследования вариаций p_s и g разных временных масштабов применяется метод цифровой фильтрации [34]. Исходные поминутные данные осредняются по временным интервалам длительностью Δt , и вычисляются разности между последовательными во времени средними значениями: $\Delta p_{s,i} = p_{s,i+1} - p_{s,i}$ и $\Delta g_i = g_{i+1} - g_i$, где i – номер интервала Δt . Вычисление таких разностей эквивалентно цифровому фильтру с функцией пропускания с максимумом на периодах $\tau_m \sim 2\Delta t$ [34]. Анализ измерений выполнен нами для восьми интервалов $\Delta t = 5, 10, 15, 30$ мин и 1, 2, 4, 8 ч.

В качестве меры интенсивности вариаций использованы среднеквадратичные отклонения указанных выше разностей для давления, σ_p , и силы тяжести, σ_g , которые были рассчитаны для каждого месяца за период 2000–2018 гг. для указанных выше восьми интервалов Δt . Примеры годовых изменений σ_p и σ_g в разные годы приведены на рис. 1. На рис. 2 представлены годовые изменения σ_p и σ_g , осредненные за рассматриваемые 19 лет, для различных значений Δt .

Как следует из рис. 2, сезонные изменения σ_g показывают максимумы летом и зимой для всех масштабов возмущений, тогда как то же для σ_p имеет место только при $\Delta t < 1$ ч. Для $\Delta t > 1$ ч рис. 2 показывает сезонный ход σ_p с максимумом зимой и минимумом летом, причем различие между зимним и летним значениями σ_p доходит до множителя 2.

5. ОБСУЖДЕНИЕ СЕЗОННЫХ ВАРИАЦИЙ ВОЗМУЩЕНИЙ

Поскольку величины σ_p отражают изменения давления, обусловленные синоптическими процессами, наличие зимнего максимума для σ_p на рис. 2 можно объяснить большей возмущенностью тропосферы на средних широтах в зимнюю половину года, чем в летнюю (см., например, [35]). В зимнюю половину года следует также ожидать интенсификации ВГВ от систем струя-фронт и горных волн, поскольку в этот сезон поле давления в тропосфере более возмущено, а ветер сильнее.

Летний максимум значений σ_p при $\Delta t < 1$ ч на рис. 2 можно связать с эффектом ВГВ, которые имеют периоды от ~ 10 мин до ~ 1 ч и генерируются конвективными облаками более интенсивными в летнюю половину года. Исследования проявлений конкретных ВГВ выходят за рамки данной статьи, посвященной статистическому анализу многолетних данных. Однако генерация ВГВ конвективными облаками в атмосфере неоднократно наблюдалась, в том числе по колебаниям p_s , регистрируемым наземными микробарометрами (см., например, [27, 28, 36–42]). Это свидетельствует о важном вкладе ВГВ, генерируемых конвекцией, в динамику нижней атмосферы.

Нельзя исключать возможную роль синоптических процессов в увеличении σ_g зимой для всех масштабов вариаций, поскольку зимний максимум для всех Δt , кроме $\Delta t = 8$ ч, превышает летний. Также нельзя исключить вклад ВГВ от конвективных облаков в увеличении σ_g летом для масштабов порядка и меньше 1 ч. Но два обстоятельства указывают, что на годовой ход σ_g существенно влияет какой-то другой процесс.

1. Как видно из рис. 2, относительные погрешности среднегодовых значений σ_g существенно меньше того же для σ_p для всех рассмотренных масштабов вариаций. Другими словами, межгодовые различия в годовом ходе возмущений силы тяжести меньше того же для давления.

2. В отличие от σ_p летний и зимний максимумы σ_g по величине не сильно отличаются друг от друга для всех рассмотренных масштабов вариаций.

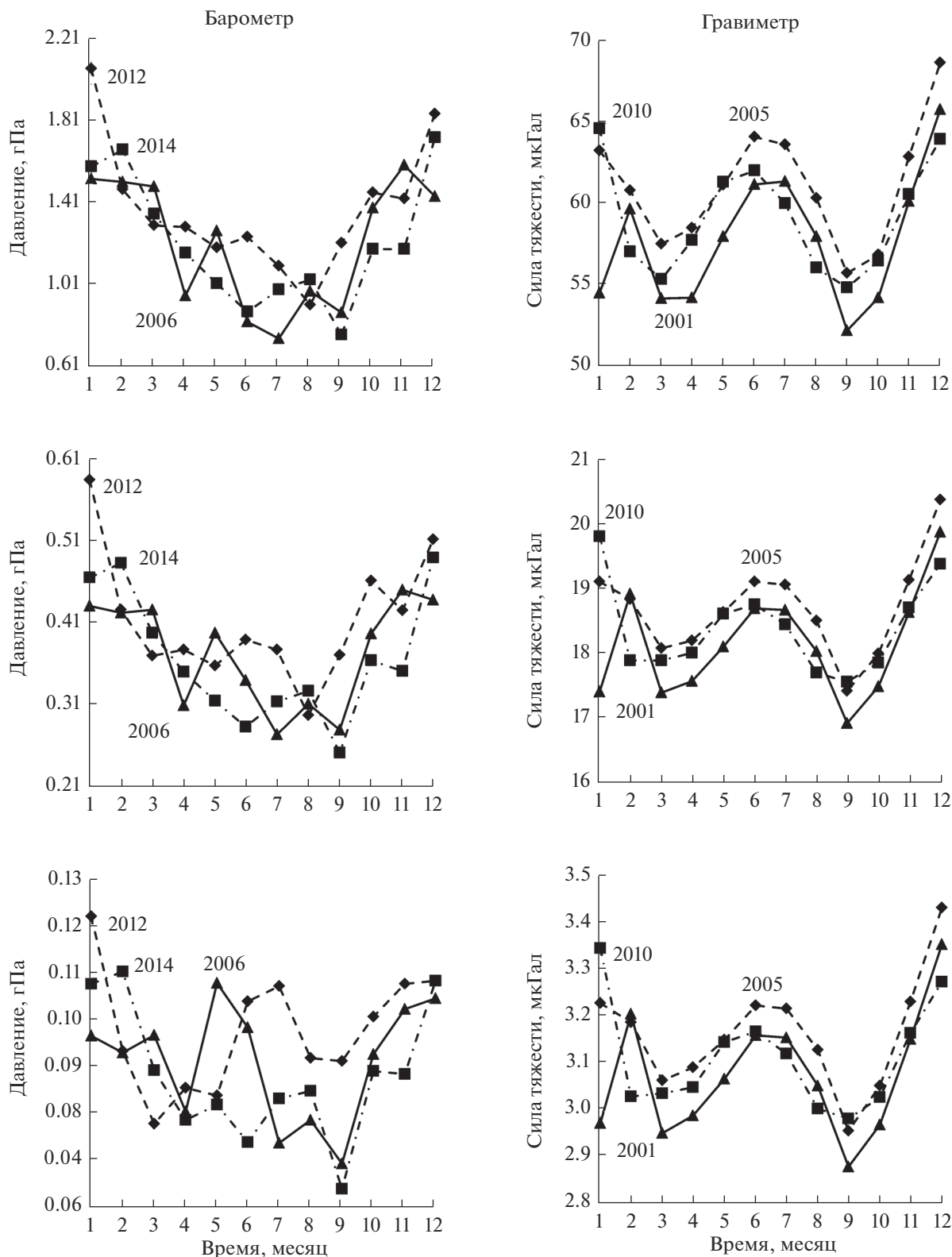


Рис. 1. Годовой ход среднеквадратичных отклонений разностей давления, σ_p , (слева) и силы тяжести, σ_g , (справа) для различных интервалов времени $\Delta t = 10$ мин (внизу), 1 ч (в середине) и 4 ч (вверху) для отдельных лет, указанных рядом с соответствующими линиями.

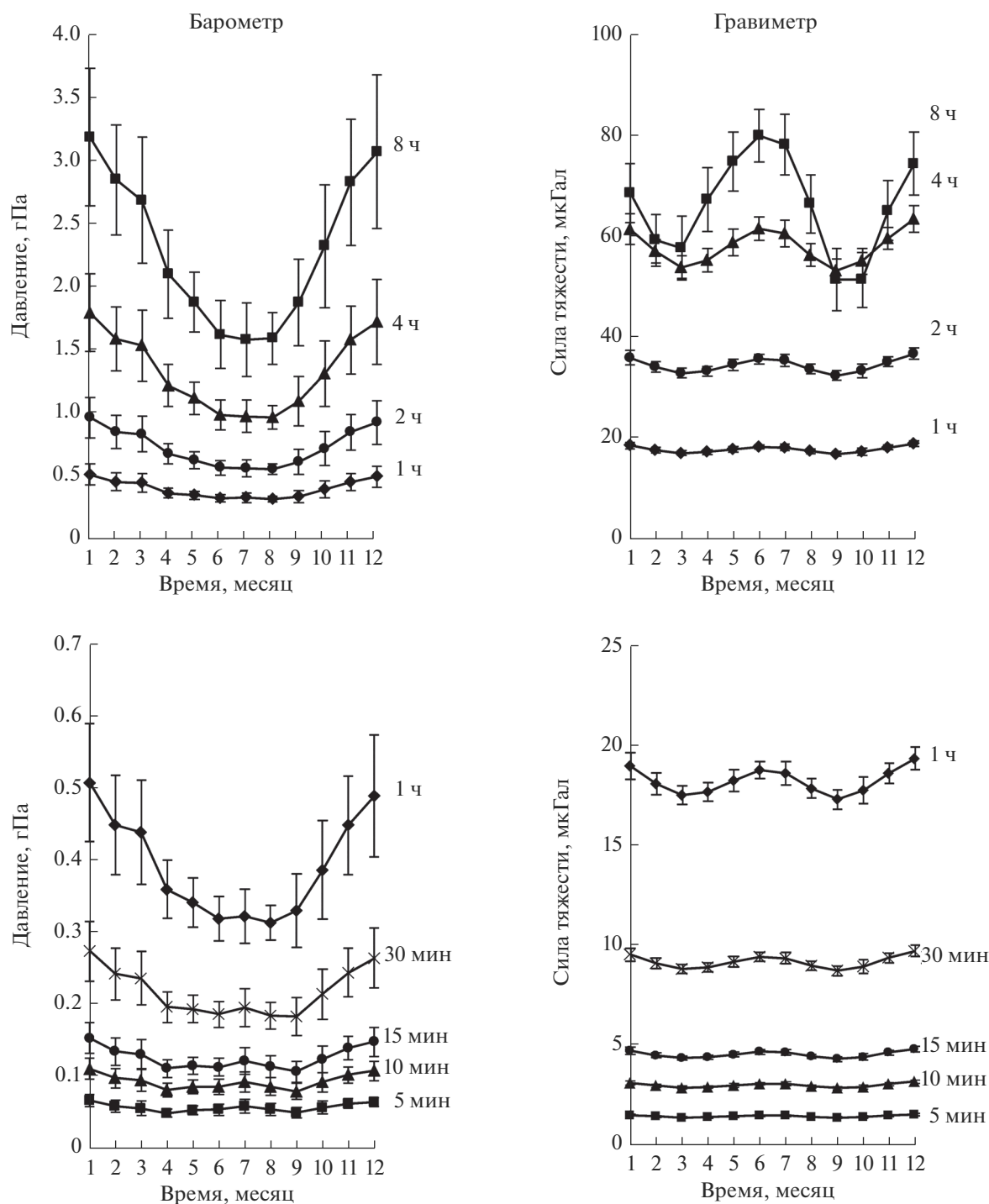


Рис. 2. Осредненный за 2000–2018 гг. годовой ход среднеквадратичных отклонений разностей давления, σ_p , (слева) и силы тяжести, σ_g , (справа) для различных интервалов времени Δt , указанных справа около соответствующих линий. Вертикальные отрезки показывают стандартные отклонения средних значений.

ций, что наводит на мысль о единой физической природе обоих максимумов.

Рассмотрим другие динамические процессы в атмосфере на предмет их влияния на годовой ход σ_g с максимумами летом и зимой. Примем во вни-

мание, что амплитуда волноподобного годового хода σ_g на рис. 2 меняется от ~ 0.05 мкГал для $\Delta t = 5$ мин до ~ 10 мкГал для $\Delta t = 4$ и 8 ч. Начнем с приливных гармоник S_m , которые всегда проявляются в измерениях g (см. разделы 1 и 2). Харак-

терные значения амплитуды колебаний p_s суточного S_1 и полусуточного S_2 приливов в месте расположения станции Мокса имеют одинаковый порядок величины 0.4 гПа [43]. Использование коэффициентов η , полученных для этих приливов в [8] (раздел 2), дает для амплитуд колебаний g , вызванных приливами S_1 и S_2 , значения ~ 0.3 и ~ 0.2 мкГал соответственно. Поскольку эти амплитуды не менее, чем на порядок величины, меньше амплитуды волноподобного годового хода σ_g для $\Delta t = 4$ и 8 ч, невозможно связать данный годовой ход с атмосферными приливами S_1 и S_2 . Тем более, его нельзя связать с более слабыми атмосферными гармониками S_m с $m \geq 3$ [3]. Амплитуды атмосферного лунного прилива L_2 и ГСКА слишком малы (раздел 3), чтобы с их помощью объяснить годовой ход σ_g для любого интервала Δt . Можно заключить, что *локальные* изменения массы атмосферы, связанные с динамическими процессами в атмосфере, не в состоянии объяснить наличие двух максимумов в годовом ходе σ_g для всех масштабов вариаций.

Остается предположить, что указанный годовой ход σ_g является следствием *глобального* возмущения гравитационного поля Земли. Согласно классической теории гравитационных приливов [3], возмущение гравитационного потенциала Земли Солнцем зависит от $\cos^2\Theta$, где Θ – угол между направлениями из центра Земли в рассматриваемую точку ее поверхности и на Солнце. Угол Θ кроме солнечно суточной периодичности 24 ч имеет годовую периодичность, обусловленную изменением наклона земной оси по отношению к Солнцу. В силу зависимости от $\cos^2\Theta$, в возмущении гравитационного потенциала Земли полусуточный солнечный прилив модулируется полугодовой периодичностью с максимумами возмущения во время солнцестояний (формула (124) в [3]), что может объяснить полученный нами годовой ход σ_g . Используемый нами метод фильтрации измерений g позволил выявить данный модулирующий эффект, который не обнаруживается явно при традиционном рассмотрении возмущения гравитационного потенциала Земли. В последнем случае модулируемый полусуточный прилив в силу малости возмущения гравитационного потенциала Земли полугодовой периодичностью представляется с высокой точностью суперпозицией колебаний с *постоянными* амплитудами – колебанием с периодом 12 ч 00 мин и двумя слабыми колебаниями с одинаковыми амплитудами с периодами 11 ч 58 мин и 12 ч 02 мин (см. ту же формулу). Поскольку рассматриваемое возмущение гравитационного потенциала зависит также от широты, предлагаемое объяснение доступно провер-

ке путем сравнения годового хода σ_g на разных широтах. Но чтобы использовать измерения g в качестве дополнительного метода исследования ВГВ и глобальных атмосферных волн, надо полностью исключить из них эффекты гравитационных приливов, как, например, это показано на рис. 5 в статье [8].

Можно предположить, что возмущение гравитационного потенциала Земли с рассматриваемой полугодовой периодичностью может также возникать в результате сезонного перераспределения массы между северным и южным полушариями. Такое перераспределение имеет место вследствие обмена воздуха между полушариями: масса атмосферы любого из полушарий максимальна (минимальна) зимой (летом) [35, 44]. Из северного полушария в южное и обратно переносится $\sim 7 \times 10^{12}$ т воздуха ($\sim 0.14\%$ всей массы атмосферы) [44]. Вероятно, аналогичный обмен воды имеет место и в океанах. Хотя периодичность этих процессов 1 год, но с периодом полгода меняется абсолютное значение разности между массами атмосферы полушарий, достигая максимума зимой и летом (в каждом полушарии). Оценок того, насколько ощутимо указанные обмены воздуха и воды могут возмущать гравитационное поле Земли, по-видимому, не производилось.

6. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Основные результаты статьи сводятся к следующему.

1. На основе модели пространственного распределения возмущения плотности воздуха при распространении ВГВ получены оценки возмущения силы тяжести, создаваемого этими волнами. Оценки показывают, что сверхпроводящие гравиметры способны регистрировать ВГВ, генерируемые любым источником волн в нижней атмосфере.

2. В годовом ходе вариаций атмосферного давления с масштабами вариаций порядка и меньше 1 ч выявлен летний максимум, исчезающий при больших масштабах. Максимум можно связать с эффектом ВГВ, имеющих такие же значения периодов и генерируемых конвективными облаками, которые возникают в летнюю половину года.

3. Годовой ход вариаций силы тяжести имеет максимумы зимой и летом для всех масштабов вариаций от ~ 10 мин до ~ 10 ч. Максимумы можно объяснить модуляцией солнечного полусуточного гравитационного прилива полугодовыми изменениями в возмущении гравитационного потенциала Земли.

ПРИЛОЖЕНИЕ.

ФОРМУЛА ДЛЯ ВОЗМУЩЕНИЯ СИЛЫ ТЯЖЕСТИ

Подставляя ρ' в виде (5) при $t = 0$ в формулу (4) и учитывая четность подынтегрального выражения как функции y , получаем, взяв интеграл по y ,

$$-g'_\infty = 2G\delta\rho_s \int_0^\infty dzze^{-\frac{z}{2H}} \times \int_{-\infty}^\infty dx \frac{\cos(k_x x + k_z z + \Delta\varphi)}{x^2 + z^2}. \quad (\text{П1})$$

Используем в (П1) формулу

$$\cos(k_x x + k_z z + \Delta\varphi) = \cos k_x x \cos(k_z z + \Delta\varphi) - \sin k_x x \sin(k_z z + \Delta\varphi) \quad (\text{П2})$$

и учтем, что $\sin k_x x$ – нечетная функция x , а $\cos k_x x$ – четная функция x . Тогда (П1) принимает вид

$$-g'_\infty = 4G\delta\rho_s \int_0^\infty dzze^{-\frac{z}{2H}} \times \cos(k_z z + \Delta\varphi) \int_0^\infty dx \frac{\cos(k_x x)}{x^2 + z^2}. \quad (\text{П3})$$

Согласно формуле 3.723 (2) в [45]

$$\int_0^\infty dx \frac{\cos(k_x x)}{x^2 + z^2} = \frac{\pi}{2z} e^{-k_x z}. \quad (\text{П4})$$

Используя (П4) в (П3), после взятия интеграла в (П3) получаем формулу

$$-g'_\infty = 2\pi G\delta\rho_s \frac{(1/2H + k_x) \cos\Delta\varphi - k_z \sin\Delta\varphi}{(1/2H + k_x)^2 + k_z^2}. \quad (\text{П5})$$

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Fritts D.C., Alexander M.J.* Gravity wave dynamics and effects in the middle atmosphere // *Rev. Geophys.* 2003. V. 41. 1003. Correction. 2012. V. 50. 3004. <https://doi.org/10.1029/2012RG000409> <https://doi.org/10.1029/2001RG000106>
2. *Plougonven R., Zhang F.* Internal gravity waves from atmospheric jets and fronts // *Rev. Geophys.* 2014. V. 52. P. 33–76. <https://doi.org/10.1029/2012RG000419>
3. *Чепмен С., Линдзен Р.* Атмосферные приливы. Термические и гравитационные. М.: Издательство “Мир”, 1972. 295 с.

4. *Беляев Т.М., Швед Г.М.* Короткопериодные собственные колебания атмосферы // *Изв. РАН. Физика атмосферы и океана.* 2014. Т. 50. № 6. С. 639–646.
5. *Koppel L., Bosart L., Keyser D.* A 25-yr climatology of large-amplitude hourly surface pressure changes over the conterminous United States // *Mon. Weather Rev.* 2000. V. 128. P. 51–68.
6. *Чунчузов И.П., Перепелкин В.Г., Куличков С.Н., Горчаков Г.И., Каллистратова М.А., Джолола А.В., Лу Д., Тэнг П., Янг И., Лин В., Ли К., Сан Е.* Влияние внутренних гравитационных волн на метеорологические поля и газовые примеси вблизи Москвы и Пекина // *Изв. РАН. Физика атмосферы и океана.* 2017. Т. 53. № 5. С. 597–611.
7. *Мельхиор П.* Земные приливы. М.: Издательство “Мир”, 1968. 482 с.
8. *Warburton R.J., Goodkind J.M.* The influence of barometric-pressure variations on gravity // *Geophys. J. R. Astr. Soc.* 1977. V. 48. P. 281–292.
9. *Crossley D.J., Jensen O.G., Hinderer J.* Effective barometric admittance and gravity residuals // *Phys. Earth Planet. Int.* 1995. V. 90. P. 221–241.
10. *Швед Г.М., Ермоленко С.И., Хоффманн П.* Регистрация собственных колебаний атмосферы в диапазоне периодов 1–5 часов // *Изв. РАН. Физика атмосферы и океана.* 2015. Т. 51. № 5. С. 562–569.
11. *Florsch N., Legros H., Hinderer J.* The search for weak harmonic signals in a spectrum with application to gravity data // *Phys. Earth Planet. Int.* 1995. V. 90. P. 197–210.
12. *Florsch N., Hinderer J., Crossley D.J., Legros H., Valette B.* Preliminary spectral analysis of the residual signal of a superconducting gravimeter for periods shorter than one day // *Phys. Earth Planet. Int.* 1991. V. 68. P. 85–96.
13. *Ermolenko S.I., Shved G.M., Jacobi Ch.* Detecting atmospheric normal modes with periods less than 6 hours by barometric observations // *J. Atmos. Sol. Terr. Phys.* 2018. V. 169. P. 1–5. <https://doi.org/10.1016/j.jastp.2017.12.007>
14. *Spratt R.S.* Modelling the effect of atmospheric pressure variations on gravity // *Geophys. J. R. Astr. Soc.* 1982. V. 71. P. 173–186.
15. *Levine J., Harrison J.C., Dewhurst W.* Gravity tide measurements with a feedback gravity meter. *J. Geophys. Res. (B).* 1986. V. 91. 12.835–12.841.
16. *Boy J.-P., Hinderer J., Gegout P.* Global atmospheric loading and gravity // *Phys. Earth Planet. Inter.* 1998. V. 109. P. 161–177.
17. *Müller T., Zürn W.* Observation of gravity changes during the passage of cold fronts // *J. Geophys.* 1983. V. 53. P. 155–162.
18. *Rosat S., Hinderer J.* Noise levels of superconducting gravimeters: updated comparison and time stability. *Bull. Seismol. Soc. Am.* 2011. V. 101. P. 1233–1241. <https://doi.org/10.1785/0120100217>

19. *Niebauer T.M.* Correcting gravity measurements for the effects of local air pressure // *J. Geophys. Res. (B)* 1988. V. 93. P. 7989–7991.
20. *Shutts G., Broad A.* A case study of lee waves over the Lake District in northern England // *Q. J. R. Meteorol. Soc.* 1993. V. 119. P. 377–408.
21. *Gavrilov N.M., Fukao S., Nakamura T.* Average statistical characteristics of long gravity waves observed with the middle and upper atmosphere radar in the mesosphere // *J. Geophys. Res. (D)* 2000. V. 105. P. 9365–9379.
22. *Medeiros A.F., Takahashi H., Buriti R.A., Fechine J. Wrasse C.M., Gobbi D.* MLT gravity wave climatology in the South America equatorial region observed by airglow imager // *Ann. Geophys.* 2007. V. 25. P. 399–406.
23. *Li Z., Lui A. Z., Lu X., Swenson G.R., Franke S.J.* Gravity wave characteristics from OH airglow imager over Maui // *J. Geophys. Res.* 2011. V. 116. D22115. <https://doi.org/10.1029/2011JD015870>
24. *Preusse P., Dörnbrack A., Eckermann S.D., Riese M., Schaefer B., Julio T. Bacmeister J.T., Broutman D., Grossmann K.U.* Space-based measurements of stratospheric mountain waves by CRISTA 1. Sensitivity, analysis method, and a case study // *J. Geophys. Res. (D)* 2002. V. 107. 8178. <https://doi.org/10.1029/2001JD000699>
25. *Voigt C., Förste C., Wziontek H., Crossley D., Meurers B., Pálinkás V., Hinderer J., Boy J.-P., Barriot J.-P., Sun H.* Report on the Data Base of the International Geodynamics and Earth Tide Service (IGETS) (Scientific Technical Report STR – Data; 16/08). Potsdam: GFZ German Re-search Centre for Geosciences, 2016. <https://doi.org/10.2312/GFZ.b103-16087>.
26. *Hertzog A., Vial F., Dörnbrack A., Eckermann S.D., Knudsen B.M., Pommereau J.-P.* In situ observations of gravity waves and comparisons with numerical simulations during the SOLVE/THESEO 2000 campaign // *J. Geophys. Res. (D)* 2002. V. 107. P. 8292. <https://doi.org/10.1029/2001JD001025>
27. *Arunachalam Srinivasan M., Rao S.V.B., Suresh R.* Investigation of convectively generated gravity wave characteristics and generation mechanisms during the passage of thunderstorm and squall line over Gadanki (13.5° N, 79.2° E) // *Ann. Geophys.* 2014. V. 32. P. 57–68. <https://doi.org/10.5194/angeo-32-57-2014>
28. *Vadas S., Yue J., Nakamura T.* Mesospheric concentric gravity waves generated by multiple convective storms over the North American Great Plain // *J. Geophys. Res.* 2012. V. 117. D07113. <https://doi.org/10.1029/2011JD017025>
29. *Plougonven R., Teitelbaum H., Zeitlin V.* Inertia gravity wave generation by the tropospheric midlatitude jet as given by the Fronts and Atlantic Storm-Track Experiment radio soundings // *J. Geophys. Res. (D)* 2003. V. 108. P. 4686. <https://doi.org/10.1029/2003JD003535>
30. *Haurwitz B., Cowley A.D.* The lunar barometric tide, its global distribution and annual variation // *Pure Appl. Geophys.* 1969. V. 77. P. 122–150.
31. *Forbes J.M., Palo S.E., Marcos F.A.* Longitudinal structures in lower thermosphere density // *J. Geophys. Res. (A)* 1999. V. 104. P. 4373–4385.
32. *Forbes J.M., Palo S.E., Zhang X., Portnyagin Yu.I., Makarov N.A., Merzlyakov E.G.* Lamb waves in the lower thermosphere: Observational evidence and global consequences // *J. Geophys. Res. (A)* 1999. V. 104. P. 17.107–17.115.
33. *Kovalam S., Vincent R.A.* Intradiurnal wind variations in the midlatitude and high-latitude mesosphere and lower thermosphere. *J. Geophys. Res.* 2003. V. 108. D04135. <https://doi.org/10.1029/2002JD002500>
34. *Gavrilov N.M., Jacobi Ch., Kürschner D.* Climatology of ionospheric drift perturbations at Collm, Germany // *Adv. Space Res.* 2001. V. 27. P. 1779–1784.
35. *Хромов С.Л., Петросяни М.А.* Метеорология и климатология. 7-е изд. М.: Изд-во Моск. ун-та: Наука, 2006. 582 с.
36. *Gurry M.J., Murty R.C.* Thunderstorm-generated gravity waves // *J. Atmos. Sci.* 1974. V. 31. P. 1402–1408.
37. *Balachandran N.K.* Gravity waves from thunderstorms // *Mon. Weather Rev.* 1980. V. 108. P. 804–816.
38. *Грачев А.И., Куличков С.Н., Матвеев А.К.* Квазипериодические флуктуации атмосферного давления с периодами 20–180 минут // *Изв. АН СССР. Физика атмосферы и океана.* 1988. Т. 24. № 2. С. 152–158.
39. *Данилов С.Д., Свертилов А.И.* Внутренние гравитационные волны, генерируемые при прохождении гроз // *Изв. АН СССР. Физика атмосферы и океана.* 1991. Т. 27. № 3. С. 234–242.
40. *Грачев А.И.* Спектры флуктуаций атмосферного давления во время гроз // *Изв. РАН. Физика атмосферы и океана.* 1998. Т. 34. № 5. С. 634–638.
41. *Blanc E., Farges T., Le Pichon A., Heinrich P.* Ten-year observations of gravity waves from thunderstorms in western Africa // *J. Geophys. Res. (D)* 2014. V. 119. P. 6409–6418. <https://doi.org/10.1002/2013JD020499>
42. *Киевецкий С.П., Куличков С.Н.* Влияние внутренних гравитационных волн от конвективных облаков на атмосферное давление и пространственное распределение возмущений температуры // *Изв. РАН. Физика атмосферы и океана.* 2015. Т. 51. № 1. С. 52–59.
43. *Dai A., Wang J.* Diurnal and semidiurnal tides in global surface pressure fields // *J. Atmos. Sci.* 1999. V. 56. P. 3874–3891.
44. *Trenberth K.E.* Seasonal variations in global sea level pressure and the total mass of the atmosphere // *J. Geophys. Res. (C)* 1981. V. 86. P. 5238–5246.
45. *Градиштейн И.С., Рыжик И.М.* Таблицы интегралов, сумм, рядов и произведений. Издание 4-е, переработанное при участии Ю.В. Герснимуса и М.Ю. Цейтлина. М.: ГИФМЛ, 1962. 1100 с.

Search of Atmospheric Wave Signatures by Simultaneous Collocated Barometer and Gravimeter Measurements

G. M. Shved^{1, *}, S. S. Novikov¹, and N. M. Gavrilov¹

¹*Saint-Petersburg State University, University emb., 7/9, St. Petersburg, 199034 Russia*

**e-mail: g.shved@spbu.ru*

Based on a spatial distribution model for air density perturbations during the propagation of internal gravity waves (IGWs), estimates of gravity perturbations created by these waves have been derived. The estimates show that superconducting gravimeters are capable to detect IGWs generated by any wave source in the lower atmosphere. Series of the barometric and gravimetric measurements at Moxa, Germany, (50.6° N, 11.6° E) for 2000–2018 were processed using digital filtering to search for pressure and gravity perturbations with time scales from ~10 min to ~10 h. The annual change of atmospheric pressure variation shows a summer maximum for the variation scales of order and less than 1 h. This maximum disappears for higher scales. The summer maximum can be attributed to the effect of IGWs with the periods of order and less than 1 h from convective clouds that occur in the summer half of the year. The annual change of gravity variation shows maximums in winter and summer for all the considered scales of variation. It can be explained by modulating the solar semidiurnal gravitational tide by semiannual change in the perturbation of Earth's gravitational potential.

Keywords: atmospheric waves, gravitational waves, tides, superconducting gravimeter, barometer, gravity, atmospheric pressure