

УДК 551.51:53.083.7

## ШИРОТНОЕ РАСПРЕДЕЛЕНИЕ ПАРАМЕТРОВ ВНУТРЕННИХ ВОЛН В АТМОСФЕРЕ ПО ФЛУКТУАЦИЯМ АМПЛИТУДЫ РАДИОЗАТМЕННЫХ СИГНАЛОВ

© 2020 г. В. Кан<sup>а,\*</sup>, М. Е. Горбунов<sup>а,б</sup>, О. В. Федорова<sup>а</sup>, В. Ф. Софиева<sup>с</sup>

<sup>а</sup>Институт физики атмосферы им. А.М. Обухова Российской академии наук,  
Пыжевский пер., 3, Москва, 119017 Россия

<sup>б</sup>Гидрометцентр России, Предтеченский пер., 11–13, Москва, 123242 Россия

<sup>с</sup>Финский метеорологический институт, п. я. 503, площадь Эрика Пальмена, 1, Хельсинки, FIN-00101 Финляндия

\*E-mail: valerykan@list.ru

Поступила в редакцию 16.04.2020 г.

После доработки 15.06.2020 г.

Принята к публикации 05.08.2020 г.

Проведена апробация методики восстановления глобального распределения статистических параметров внутренних гравитационных волн (ВГВ) в атмосфере по данным измерений флуктуаций амплитуды радиосигнала в спутниковых радиозатменных наблюдениях. Ранее для выбранной модели пространственного спектра ВГВ была получена его связь со спектрами флуктуаций амплитуды, разработан алгоритм восстановления параметров модели и оценены ошибки восстановления. Восстановливаемыми параметрами вертикального спектра ВГВ являются внешний масштаб, задающий в крупномасштабной области переход от ненасыщенного режима волн к насыщенному, и структурная характеристика, определяющая спектральную амплитуду волн в режиме насыщения. По этим параметрам вычисляются дисперсия флуктуаций температуры и потенциальная энергия волн. В данной статье приведено высотно-широтное распределение параметров ВГВ в стратосфере по данным измерений эксперимента COSMIC за 2011 г. Отмечены характерные особенности этих распределений, проведено сравнение результатов с данными других измерений.

**Ключевые слова:** радиозатменное зондирование атмосферы, флуктуации амплитуды сигнала, восстановление параметров внутренних волн, глобальное распределение параметров волн

**DOI:** 10.31857/S000235152006005X

### ВВЕДЕНИЕ

В настоящей работе представлены результаты восстановления высотно-широтного распределения параметров внутренних гравитационных волн (ВГВ) по данным спутниковых измерений COSMIC (Constellation Observing System for Meteorology Ionosphere and Climate), проведенных в январе–феврале и июне–июле 2011 г. Методика восстановления параметров ВГВ [1], основана на соотношениях, связывающих спектры ВГВ и амплитудных флуктуаций радиозатменных сигналов. Для параметризации ВГВ выбрана разработанная А.С. Гурвичем модель 3-мерного спектра анизотропных атмосферных неоднородностей [2–5], представляющая собой обобщение 1-мерного “универсального” вертикального спектра температурных флуктуаций, генерируемых ансамблем насыщенных внутренних волн [6–8]. Основными параметрами модели 3-мерного спектра, которые могут быть восстановлены по флуктуациям радиозатменных сигналов, являются внешний верти-

кальный масштаб  $L_W$  и структурная характеристика  $C_W^2$ . Масштаб  $L_W$  разделяет ненасыщенный и насыщенный интервалы в крупномасштабной области спектра волн, и основная мощность волн сосредоточена в масштабах близких к  $L_W$ . Структурная характеристика  $C_W^2$  является единственным параметром, определяющим спектральную плотность волн в режиме насыщения [1, 6–10]. Значения этих параметров в нашей работе подбираются так, чтобы теоретические спектры были максимально близки к экспериментальным. Используемая методика аналогична методике восстановления параметров ВГВ и турбулентности по оптическим спутниковым наблюдениям мерцаний звезд [2–5]; различия обусловлены существенной разницей в длинах волн. Актуальность исследований определяется тем, что ВГВ являются основным источником мезомасштабных флуктуаций ветра и температуры с вертикальными масштабами от нескольких километ-

ров до сотни метров и с периодами от нескольких минут до десятка часов. Они играют ключевую роль в энергетическом обмене и глобальной циркуляции атмосферы, формировании поля температур, генерации турбулентности и перемешивании [8, 10].

Для апробации разработанной в [1] методики мы восстанавливаем высотно-широтное распределение параметров ВГВ в стратосфере. Данная статья построена следующим образом. В Разделе “Восстанавливаемые параметры” обсуждается вопрос о том, какие параметры волн могут быть восстановлены по измерениям флуктуаций амплитуды радиозатменного сигнала. В Разделе “Профили широтно-усредненных параметров” для двух сезонов приведены восстановленные высотные профили усредненных по полосам широт значений внешнего масштаба, структурной характеристики и среднеквадратичных флуктуаций температуры, их обсуждение и сравнительный анализ с данными других работ. В Разделе “Широтное распределение потенциальной энергии” приведены восстановленные широтные распределения потенциальной энергии ВГВ для двух интервалов высот: 16–24 км и 24–28 км, сравнение с другими работами и обсуждение. В Заключении резюмируются основные результаты работы.

## 1. ВОССТАНАВЛИВАЕМЫЕ ПАРАМЕТРЫ

Процедура анализа данных измерений амплитуды радиосигнала и методика восстановления подробно рассмотрены в работе [1]. Принятые нами 3- и 1-мерная модели внутренних волн (1) и (2) в [1] определяются внешним масштабом  $L_W$ , структурной характеристикой  $C_W^2$ , коэффициентом анизотропии  $\eta$ , внутренним масштабом  $l_W$  и показателем степени спектра  $\mu$  на степенном участке [2–5]. Наклон спектра  $-\mu$  мы задаем равным  $-5$  для 3-мерного спектра и  $-\mu + 2 = -3$  для 1-мерного вертикального спектра в соответствии с моделью “универсального” спектра насыщенных внутренних волн [6–8]. Согласие по наклону  $-\mu$  спектров амплитудных флуктуаций радиосигнала и “универсального” спектра насыщенных волн продемонстрировано в [11]. Основным масштабом амплитудных флуктуаций радиосигнала является масштаб Френеля  $\rho_F$ , определяемый геометрией наблюдений и составляющий в стратосфере 1.0–1.5 км для длин волн GPS (19–24 см). Внутренний масштаб  $l_W$  – масштаб обрушения волн и их трансформации в турбулентность – в стратосфере составляет от десятка до нескольких десятков метров [3, 4, 6, 12]. Из-за быстрого дифракционного спада амплитудных спектров и влияния шумов столь малые масштабы, как  $l_W$ , практически не влияют на энергетические характеристики волн и флуктуации радиосигнала. Статистическая задача распространения волн в ради-

озатменном эксперименте рассматривается для случайного поля флуктуаций индекса рефракции локально однородного в сферическом слое атмосферы. Основными масштабами задачи являются масштаб Френеля  $\rho_F$  и внешний масштаб  $L_W$ ; последний в стратосфере составляет несколько километров [1, 2, 6, 7, 13, 14]. Для ВГВ с вертикальными масштабами порядка километра анизотропия  $\eta$  превышает критическую  $\eta_{cr} \approx 30$ , при этом флуктуации радиосигнала насыщаются, достигая предела сферически слоистых неоднородностей [1, 2, 11, 14–16] и не зависят от  $\eta$ . Таким образом, восстановлению подлежат только два параметра – внешний масштаб  $L_W$  и структурная характеристика  $C_W^2$ .

Эти параметры восстанавливались в диапазоне высот 16–28 км в полярных зонах и 22–28 км в тропиках. Для этого были использованы по 20 000 сеансов измерений в каждом из двух сезонов: январь–февраль и июнь–июль 2011 г. Восстановленные параметры использовались для вычисления интегральных энергетических характеристик – дисперсии флуктуаций температуры  $\sigma_{\delta T}^2$  и удельной потенциальной энергии волн  $E_p$  [8–10, 17]:

$$\sigma_{\delta T}^2 = \frac{1}{3\pi} \bar{T}^2 C_W^2 L_W^2, \quad (1)$$

$$E_p = \frac{g^2}{2\bar{T}^2 \omega_{B.V.}^2} \sigma_{\delta T}^2, \quad (2)$$

где  $\bar{T}$  – профиль средней (регулярной) температуры,  $\omega_{B.V.}$  – частота Брента–Вяйсяля,  $g$  – ускорение свободного падения. Здесь дисперсия температурных флуктуаций  $\sigma_{\delta T}^2$  равна интегралу от спектра температурных флуктуаций по всему диапазону вертикальных волновых чисел [1].

Внешний масштаб в наших моделях, так же, как в [6, 7], определяет выход спектров на плоское плато при переходе от насыщенного к ненасыщенному режиму волн в крупномасштабной области. Вид спектра в переходном интервале масштабов и определение  $L_W$  зависят от конкретной параметризации спектра. Часто используется доминантный масштаб, определяемый как положение максимума произведения вертикального спектра ВГВ на волновое число [13, 17–20]. В нашей модели отношение доминантного масштаба к внешнему равно 1.4 [1]. Несмотря на важность внешнего масштаба, определяющего интенсивность температурных флуктуаций и потенциальную энергию волн, он является, пожалуй, наименее исследованным параметром [6, 7]. В большей части работ, посвященных глобальному распределению параметров ВГВ либо исследуется насыщенный режим волн, либо определяются интегральные характеристики: дисперсии флукту-

аций температуры или скорости и удельные потенциальная и кинетическая энергии, в которые оба параметра,  $C_w^2$  и  $L_w$ , входят нераздельно [9, 21–23]. Наиболее естественной оценкой  $L_w$  является масштаб изменения наклона спектра при переходе от насыщенного режима волн к ненасыщенному. Типичные значения  $L_w$  в стратосфере составляют несколько километров [6, 7], и они сравнимы не только с масштабами изменения регулярного профиля, но и с длинами используемых реализаций измерений. Поэтому при интерпретации данных возникают сложности, связанные как с разделением регулярного и флуктуационного профилей в самой крупномасштабной области [20, 23–25], так и со статистической неустойчивостью спектральных оценок в этой области. Каждый способ измерения, или “наблюдательный фильтр” [26] имеет свою избирательную чувствительность к определенному диапазону масштабов исследуемых волн. Разрешение температурных профилей GPS, восстановленных в геометрооптическом приближении, составляет в стратосфере 1.5–2 км [21, 27]. Анализ “наблюдательного фильтра” для температурных флуктуаций по радиозатменным измерениям [21] показывает, что основной интервал масштабов репрезентативных измерений, или “главный интервал” в стратосфере простирается примерно от 2 до 5 км. На столь малом интервале масштабов не просто зафиксировать и степенной участок с наклоном  $-3$ , и переход на плоское плато, связанный с внешним масштабом. Такой переход в крупномасштабной области спектров вблизи 3–5 км по мнению авторов [21] связан скорее с процедурой фильтрации, чем с влиянием внешнего масштаба. Использование методов, основанных на волновой оптике, позволяет существенно улучшить вертикальное разрешение [28, 29].

Еще один фактор, существенно влияющий на результаты, вплоть до изменения оценок потенциальной энергии в несколько раз, – это способ разделения среднего и флуктуационного профилей температуры [20, 25]. В термин “наблюдательный фильтр” мы будем включать различие не только в методах измерений [26], но и в методах анализа температурных профилей [20, 25]. Радиозондовые профили температуры имеют гораздо более высокое разрешение по сравнению с результатами обработки радиозатменных данных в геометрооптическом приближении и для зондов спектры ограничены снизу масштабами 100–200 м [13, 17, 18, 30]. Это позволяет более четко выделить и переходную область и область насыщенных волн.

В наших расчетах для устранения влияния квадратичного детрендрования, примененного для определения среднего профиля в индивидуальных измерениях, мы используем спектры амплитудных флуктуаций, начиная с масштаба  $\Delta z/3$ , где  $\Delta z = 8$  км – длина используемых участ-

ков реализаций. Модельные расчеты показывают, что влияние квадратичного детрендрования ограничивается первыми двумя частотами. Внешний масштаб проявляется в форме спектра амплитудных флуктуаций вплоть до  $L_w \approx 5$ –7 км [1]. Поскольку наша методика основана на дифракционной теории флуктуаций, разрешающая способность ограничена не масштабом Френеля, а измерительными и ионосферными шумами, и составляет несколько сотен метров [11].

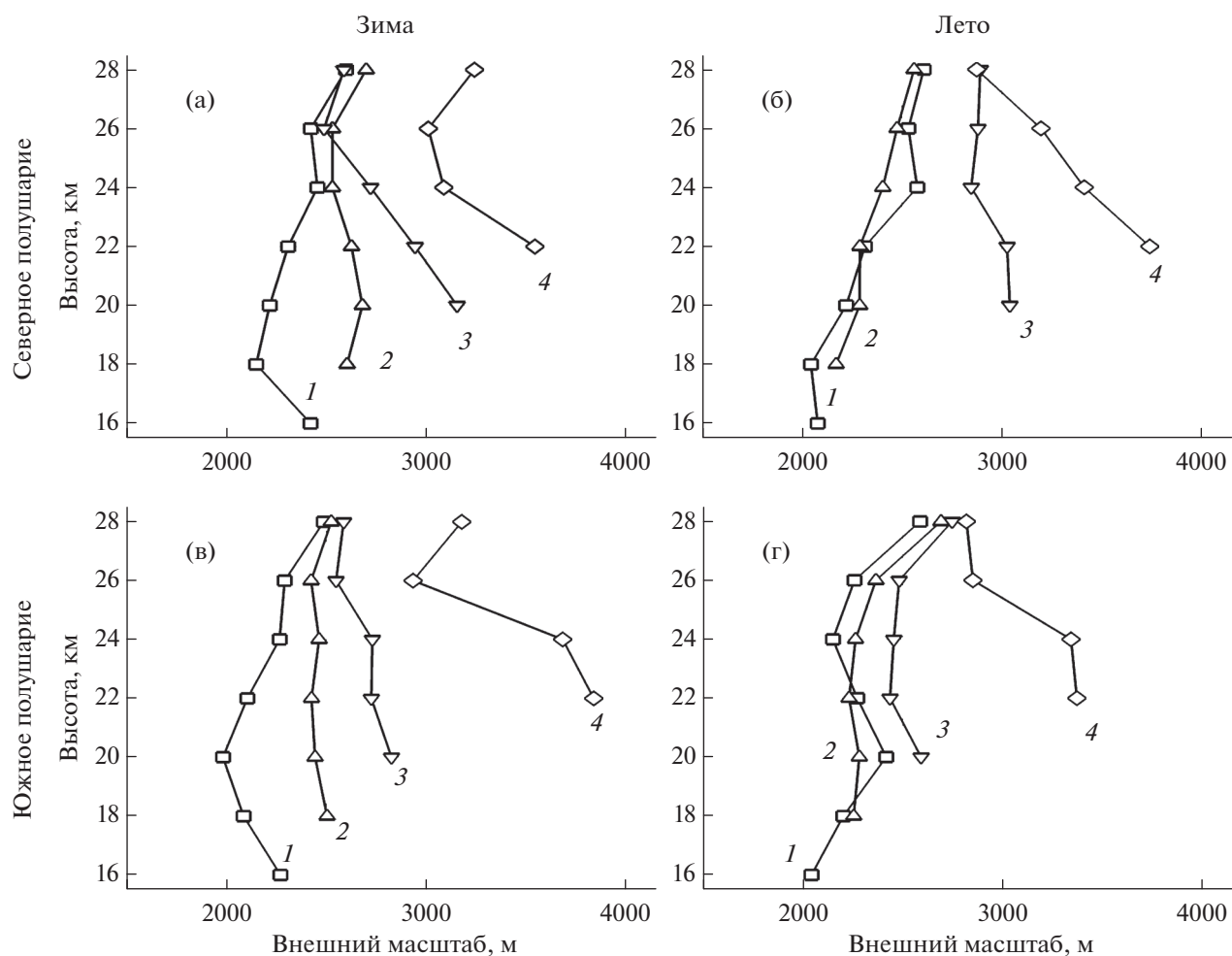
На данном этапе для апробации методики исследовалось высотно-широтное распределение параметров ВГВ в полосах широт  $0^\circ$ – $20^\circ$ ,  $20^\circ$ – $40^\circ$ ,  $40^\circ$ – $60^\circ$ ,  $60^\circ$ – $90^\circ$  в северном и южном полушариях по данным зимних и летних измерений 2011 г. Верхняя граница диапазона высот составляла 32 км, а нижняя задавалась на один километр выше верхней границы тропопаузы в соответствующей зоне. Спектры относительных флуктуаций амплитуды рассчитывались по участкам реализаций  $\Delta z$  с шагом 2 км.

## 2. ПРОФИЛИ ШИРОТНО-УСРЕДНЕННЫХ ПАРАМЕТРОВ

На рис. 1 приведены высотные профили усредненных по широтным полосам значений внешнего масштаба  $L_w$  для северного (верхние панели (а) и (б)) и южного (нижние панели (в) и (г)) полушарий. Левые панели (а) и (в) соответствуют локальной зиме в северном и южном полушариях, а правые панели (б) и (г) – локальному лету в этих полушариях.

Внешний масштаб  $L_w$  меняется в интервале от 2 до 4 км. Тропические широты характеризуются наибольшими значениями  $L_w$ . При этом, если в приполярных областях внешний масштаб в среднем возрастает с высотой, то в тропиках наблюдается обратная тенденция и к высоте 28 км профили  $L_w$  сближаются. В северном полушарии зимне-летняя асимметрия профилей выражена слабее, чем южном. Полученные значения  $L_w$  могут быть занижены в силу: 1) неточности спектральных оценок в самых крупных масштабах, что приводит к ограничению примерно 5-километровым масштабом [1, 12] и 2) отбраковки спектров с ионосферными выбросами в крупномасштабной области [1].

Экспериментальные данные о внешнем масштабе малочисленны и разноречивы. Это объясняется не только естественной изменчивостью источников волн, профилей ветра и температурной стратификации, но и разными “наблюдательными фильтрами”. Традиционный способ определения среднего профиля путем фильтрации индивидуальных профилей в выбранном высотном интервале, или вертикальное детрендрование [20] широко применяется в зондовых [13, 17, 18, 30] и в радиозатменных измерениях [9, 21,



**Рис. 1.** Профили внешнего масштаба: (а) – северное полушарие, январь–февраль, (б) – северное полушарие, июнь–июль; (в) – южное полушарие, июнь–июль, (г) – южное полушарие, январь–февраль. Цифры у кривых соответствуют полосам широт: 1 –  $60^{\circ}$ – $90^{\circ}$ , 2 –  $40^{\circ}$ – $60^{\circ}$ , 3 –  $20^{\circ}$ – $40^{\circ}$ , 4 –  $0^{\circ}$ – $20^{\circ}$  для северного ((а) и (б)) и южного ((в) и (г)) полушарий.

24, 31–33]. С появлением большого числа приемных спутников, обеспечивающих плотную сеть радиозатменных зондирований, стало применяться усреднение профилей температуры в заданных координатно-временных ячейках с последующим горизонтальным детрендрованием – фильтрацией низших горизонтальных мод [19, 22, 34, 35]. В [20, 23] тестируются оба способа, а в [9, 19, 20, 24, 25, 35] проведен их анализ. При вертикальном детрендровании оценки внешнего или доминантного масштаба обычно ниже, чем при горизонтальном детрендровании [25].

Работа [7] является одной из первых, где рассмотрена модель высотной зависимости внешнего масштаба волн, построенная на основе экспериментальных данных. Внешний масштаб в [7] растет с высотой, принимая значения около 1 км в тропосфере, 5 км в стратосфере и 20 км в мезосфере, при этом указано на его сильную пространственно-временную изменчивость. Со-

гласно [36], в стратосфере для высот ниже 30 км значения доминантного масштаба находятся в интервале 5–10 км по радарным и 3–5 км по зондовым измерениям. По зондовым измерениям [13] получена оценка доминантного масштаба около 2 км в стратосфере. Оценки доминантного масштаба [18] в нижней стратосфере из температурных спектров, полученных при радиозондировании в Иллинойсе, США ( $41^{\circ}$  N) составляют 2.5–3.0 км, однако возможно влияние процедуры фильтрации на форму спектра в крупномасштабной области. Согласно [17], усредненные за 5 лет значения доминантного масштаба на высотах 18–25 км уменьшаются от 3 км на  $10^{\circ}$  N до 2 км на  $70^{\circ}$  N. Широтный контраст более выражен для летнего сезона по сравнению с зимним. Сходные широтные распределения доминантного масштаба, полученные по температурным спектрам, восстановленным из радиозатменных данных, приведены в [31]: на высотах 20–30 км доминантный

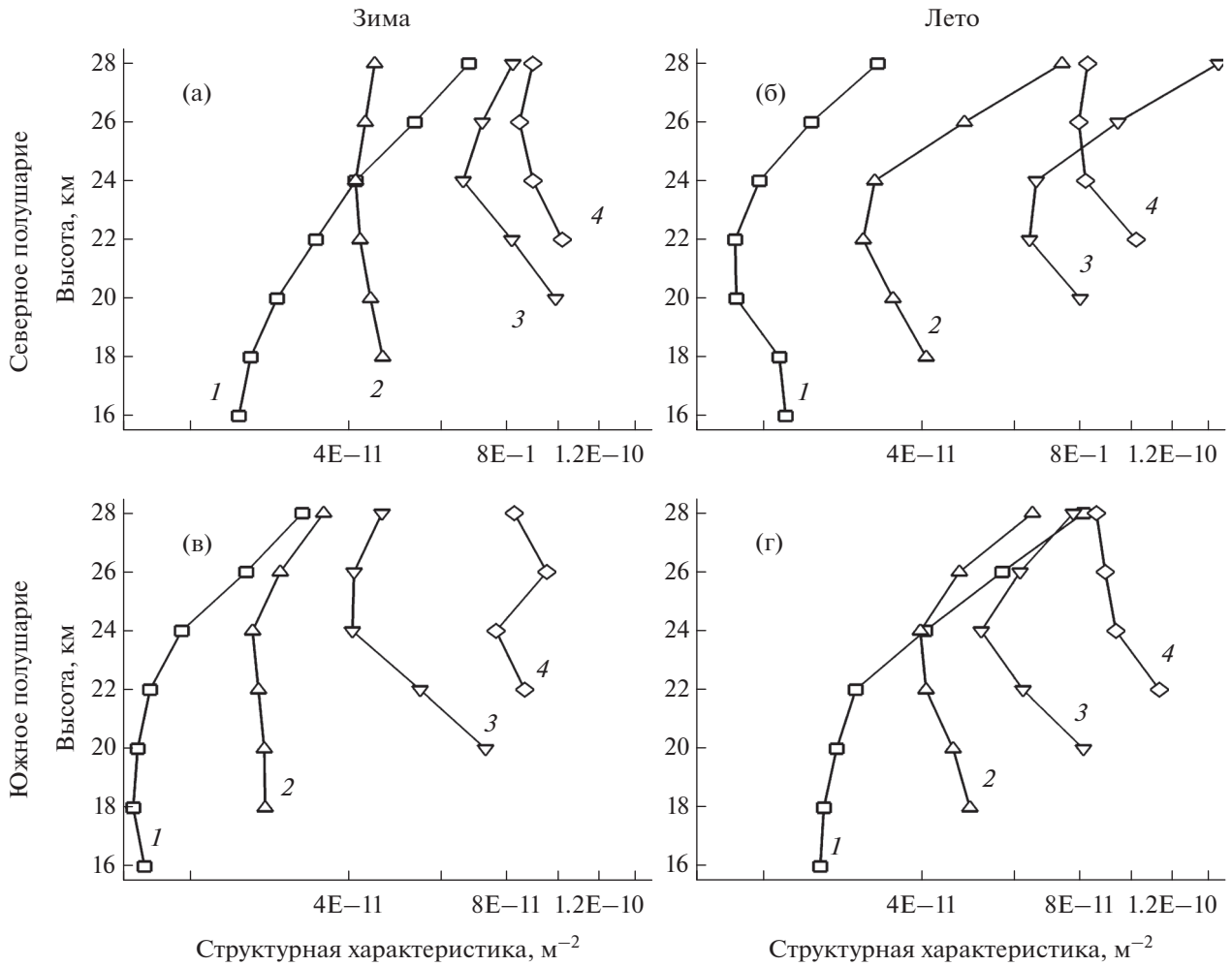


Рис. 2. Профили структурной характеристики. Обозначения те же, что на рис. 1.

масштаб уменьшается от 5 км в тропиках до 3 км в средних широтах. Попытки авторов [31] определить спектр температурных флуктуаций в дифракционной области простым уменьшением масштаба сглаживания данных эйконала были, как показано в [37], ошибочны, однако данная критика относится только к мелкомасштабной области спектров. В [38] развит метод определения параметров ВГВ по амплитуде температурных флуктуаций в доминантной волне; в приведенных примерах радиозатменных измерений [38] доминантная длина волны в стратосфере в средних широтах составляла 2.0–3.5 км. В [12] приведено широтное распределение внешнего масштаба ВГВ на высотах 30–40 км, восстановленное по измерениям мерцающей звезд быстрыми фототрами на спутнике GOMOS/ENVISAT. На высотах 30–34 км, непосредственно примыкающих к верхней границе высот в наших измерениях, значения внешнего масштаба уменьшаются от примерно 3 км в тропиках до 1–2 км в приполярных областях, при этом на этих высотах не наблюдается значитель-

ного изменения широтного контраста в зависимости от сезона. Полученные нами значения внешнего масштаба на рис. 1 согласуются с результатами [7, 12, 13, 17, 18, 31, 36, 38]. Следует отметить, что горизонтальное детрендрование при обработке радиозатменных измерений приводит к оценке доминантного масштаба, растущей примерно от 5 км в тропиках до 7–8 км в приполярных областях [19] и от 7–8 км в тропиках до 9–10 км в приполярной зоне [20]. Различия в оценках, полученных разными способами детрендрования, и необходимость унификации методов обработки данных рассмотрены в [25].

На рис. 2 приведены профили усредненных по широтам значений структурной характеристики  $S_w^2$ . Как и на рис. 1, на левых панелях приведены профили для локальной зимы в северном (а) и южном (в) полушариях, а на правых панелях — для локального лета в северном (б) и южном (г) полушариях. Структурная характеристика является единственным параметром спектра насыщенных волн. Обращает на себя внимание силь-

ный разброс данных и по высоте, и по широте: от  $1.5 \times 10^{-11}$  до  $1.5 \times 10^{-10} \text{ м}^{-2}$ . Так же, как для внешнего масштаба, наблюдается сильно выраженный рост значений  $C_W^2$  от полярных широт к тропикам, особенно на высотах 16–22 км. Ближе к верхней границе профили, в основном, сближаются и разброс меньше (за исключением субтропического профиля на панели (б)). В средних и высоких широтах значения  $C_W^2$ , в основном, несколько возрастают с высотой, с небольшим локальным минимумом на 22–24 км. Регулярная сезонная зависимость в поведении профилей  $C_W^2$  незаметна, возможно, на фоне сильной изменчивости  $C_W^2$ .

Связь  $C_W^2$  со спектром температурных флуктуаций для насыщенных волн выражается формулой (2) в [1]:

$$V_{\delta T/T}(\kappa_{z,r}) = \frac{4\pi}{3} C_W^2 \kappa_{z,r}^{-3}, \quad L_W \gg 2\pi/\kappa_{z,r} \gg l_W. \quad (3)$$

Для количественного сравнения экспериментальных спектров с моделью “универсального” спектра насыщенных волн [6–8] длины волн  $\lambda_{z,r} = 2\pi/\kappa_{z,r}$  обычно выбирают в диапазоне от нескольких сотен метров до километра [13, 18]. Профили температурных флуктуаций, восстановленных по радиозатменным наблюдениям в геометрооптическом приближении, не обладают нужным пространственным разрешением, поэтому сравнение восстановленных нами профилей  $C_W^2$  мы проведем с температурными спектрами, полученными, в основном, в радиозондовых измерениях.

Многолетние наблюдения [18] указывают на сильную изменчивость спектров насыщенных волн в индивидуальных измерениях. Приведенные в [18] спектральные амплитуды на длине волны  $\lambda_{z,r} = 0.4 \text{ км}$  показывают, что значения структурной характеристики  $C_W^2$  в средних широтах изменялись в десять раз: от до  $4.0 \times 10^{-11} \text{ м}^{-2}$ , тогда как изменчивость  $\omega_{B.V.}^4$  в этих измерениях составляла всего 2.5; напомним, что эти параметры связаны линейным соотношением (4) в [1]. В наших данных, как показывает рис. 2а, профили 2 и 3, значения  $C_W^2$  в средних широтах составляли  $(3.8\text{--}8.0) \times 10^{-11} \text{ м}^{-2}$ . Измерения [13], проводившиеся в течение 3-х лет в субтропиках, показывают, что на высотах 18–25 км усредненные по сезонам температурные спектры с длинами волн менее 0.5 км удовлетворительно согласуются с “универсальной” моделью насыщенных волн. Однако в более крупномасштабной области 0.5–1.5 км наблюдаются заметные сезонные различия и в наклонах, и в величинах спектров. Рассчитан-

ные в этом диапазоне масштабов зимние спектры в 1.5–2.0 превышают модельные значения, а летние – примерно в 2 раза меньше модельных. В [13] эти различия объяснены тем, что летом режим насыщенных волн смещается в сторону более коротких волн. Приведенные в табл. 1 данные [13] позволяют рассчитать средние по сезонам значения структурной характеристики  $C_W^2$ , используя связь (4) в [1] между  $C_W^2$  и параметрами модели “универсального” спектра волн. Полученные по этим данным зимние значения  $C_W^2$  составляли примерно  $1.9 \times 10^{-10} \text{ м}^{-2}$ , а летние  $4.5 \times 10^{-11} \text{ м}^{-2}$ , что согласуется с нашими результатами в субтропиках за исключением сезонного различия. В [39] приведены усредненные по сезонам спектры температурных флуктуаций на высотах 15–25 км, полученные в Антарктиде. Максимальные значения структурной характеристики  $C_W^2 \approx 2.0 \times 10^{-11} \text{ м}^{-2}$  наблюдались в ноябре, а минимальные  $C_W^2 \approx 0.6 \times 10^{-11} \text{ м}^{-2}$  в феврале. Как и в предыдущих случаях, эти значения согласуются с нашими полярными данными на рис. 2 (кривые 1) за исключением сезонного различия. В [31] приведен спектр температурных флуктуаций в стратосфере над Индонезией. Рассчитанное по спектральной амплитуде на  $\lambda_{z,r} = 0.5 \text{ км}$  значение  $C_W^2$  составляет около  $4.0 \times 10^{-11} \text{ м}^{-2}$ , что примерно в 2 раза меньше наших значений в тропиках.

В [12] приведено широтное распределение структурной характеристики на высотах 30–50 км, восстановленное по спутниковым наблюдениям мерцаний звезд. Отмечается значительный рост  $C_W^2$  зимой в высоких широтах, особенно в южном полушарии: на высотах вблизи 30 км значения  $C_W^2$  локальной зимой доходили до  $1.0 \times 10^{-10} \text{ м}^{-2}$ , а летом они составляли около  $2.0 \times 10^{-11} \text{ м}^{-2}$ . Эти значения лежат в пределах изменения наших данных, но отличаются повышенной зимней активностью в высоких широтах. Авторы [12] также отмечают сильную изменчивость структурной характеристики: широтные оценки  $C_W^2$  на одной и той же высоте могли отличаться в 10 раз, тогда как значения  $\omega_{B.V.}^4$  отличались не более чем в 1.6 раза.

На рис. 3 приведены высотные профили среднеквадратичных отклонений (СКО) температуры  $\sigma_{\delta T}$ , рассчитанные по (1). Величины  $\sigma_{\delta T}^2$  и  $E_p$  используются в качестве меры активности внутренних волн. Дисперсия  $\sigma_{\delta T}^2$  в нашей методике равна интегралу от вертикального температурного спектра по всему диапазону масштабов [1]. Это следует учитывать при сравнении с другими работами, использующими другие “наблюдательные фильтры”

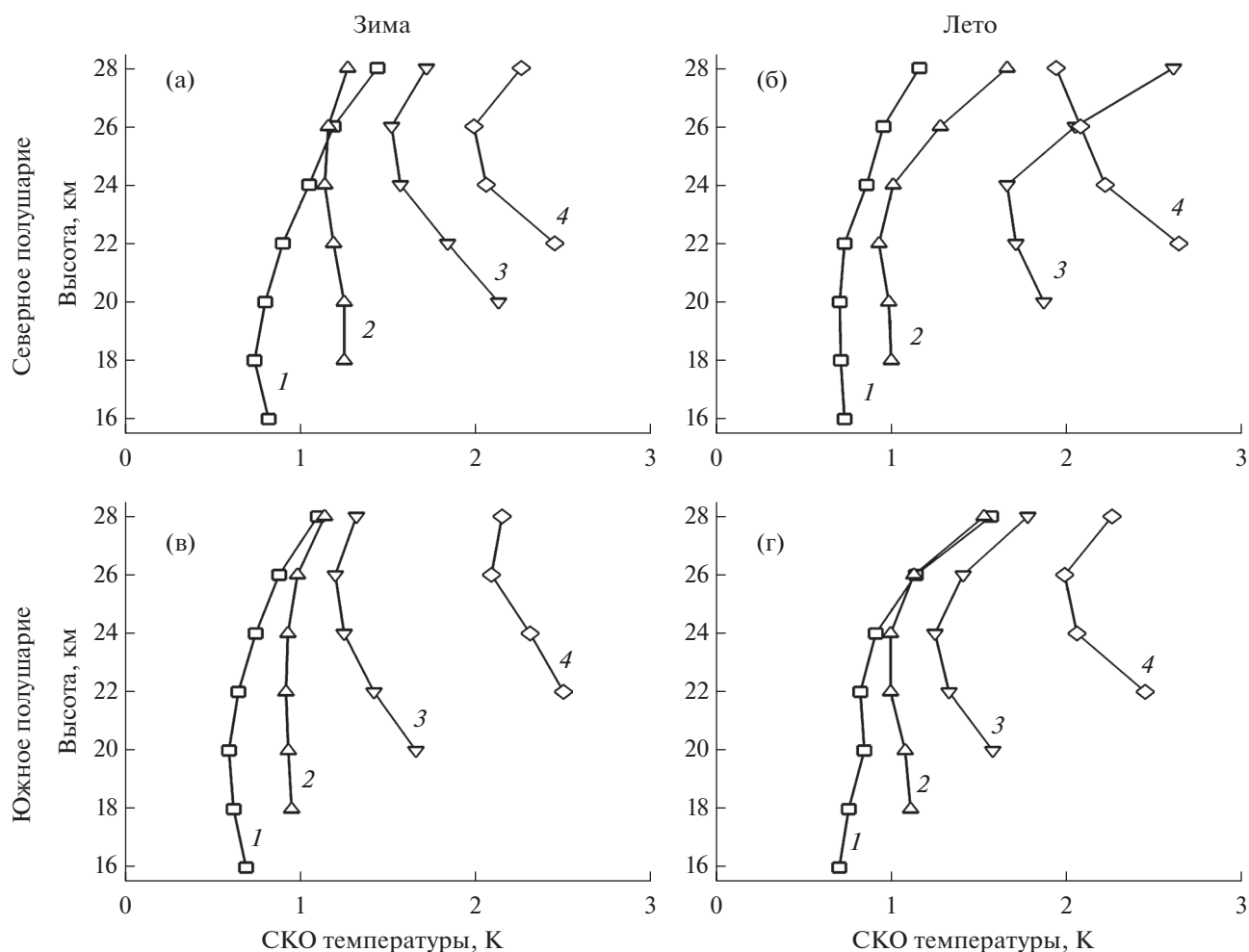


Рис. 3. Профили температурных флуктуаций. Обозначения те же, что на рис. 1.

[25, 26]. Из (1) и (2) следует, что температурная дисперсия и потенциальная энергия определяются спектром волн в узком интервале вблизи внешнего масштаба [7–9, 13, 17].

Подобно профилям внешнего масштаба и структурной характеристики, профили  $\sigma_{\delta T}$  также показывают сильную широтную зависимость: от 0.6 К в полярных областях до 2.5 К на экваторе. Это различие наиболее заметно на нижних границах диапазона высот, а с высотой уменьшается. Большие значения  $\sigma_{\delta T}$  вблизи нижней границы высот в тропиках и субтропиках могут быть частично связаны с влиянием тропопаузы, высотный диапазон которой не является четко определенным. В полярных и средних широтах  $\sigma_{\delta T}$  в целом возрастают, однако у всех профилей имеется небольшой локальный минимум на высотах 22–26 км.

Зондовые исследования ВГВ в тропиках [41] показали, что на высотах 20–30 км значения  $\sigma_{\delta T}$  меняются от 0.5 до 1.5 К. Эти значения примерно в 2 раза меньше приведенных на рис. 3 экваториальных значений. Дисперсия температурных флук-

туаций по зондовым измерениям в субтропиках [13] рассчитывалась для насыщенных волн в узком интервале масштабов от 0.15 до 0.9 км, чтобы улучшить вертикальное разрешение. Полученные профили  $\sigma_{\delta T}$  для высот 20–30 км уменьшаются с высотой, и зимние значения несколько превышают летние. Однако значения  $\sigma_{\delta T}$  от 0.15 до 0.3 К существенно занижены из-за неучета крупномасштабных волн. Зондовые измерения температурных флуктуаций с вертикальными масштабами до 4 км в полярной области [42] показали, что в стратосфере  $\sigma_{\delta T}$  меняется от 0.5 до 1.3 К. Это согласуется с приведенными на рис. 3 полярными профилями.

В [9] приведены значения  $\sigma_{\delta T}^2$  для экваториальной зоны и средних широт для разных сезонов по данным эксперимента GPS/MET (GPS Meteorology). Для выделения флуктуаций использован фильтр с масштабами 2–10 км. Вблизи экватора на высотах 20–30 км СКО температуры  $\sigma_{\delta T}$  принимали значения 1.6–1.8 К, на средних широтах 1.0–1.2 К с некоторым превышением в мае–августе в южном полушарии до 1.45 К. Экватори-

альные данные [9] несколько меньше наших (кривая 4 на рис. 3), а среднеширотные данные согласуются с кривой 3 на рис. 3. В [9] возможна недооценка  $\sigma_{\delta T}$  из-за мелкомасштабного среза “наблюдательного фильтра” 2 км, связанного с применением геометрооптического приближения при обработке радиозатменных данных. Сезонно-широтное распределение температурной дисперсии по радиозатменным данным приведено в [31]. Для сравнения с нашими результатами мы использовали данные Таблицы 2 из [31] для высот 20–30 км, полученные фильтрацией температурных флуктуаций в диапазоне масштабов 2.5–10 км. В экваториальной зоне СКО температуры  $\sigma_{\delta T}$  принимали значения 2.0–2.3 К, в субтропиках 1.3–1.7 и 1.1–1.5 К в средних широтах с увеличением  $\sigma_{\delta T}$  до 1.7 К в южном полушарии в июне. Эти данные согласуются с профилями  $\sigma_{\delta T}$  на рис. 3. В [40] приведено широтное распределение температурной дисперсии в стратосфере, усредненное по многолетним радиозатменным измерениям. Как и в [9], для выделения температурных флуктуаций использован фильтр с верхней границей 10 км. Отмечается увеличение  $\sigma_{\delta T}$  в тропиках-субтропиках, составляющее более 2 К в 5-километровом слое над тропопаузой. В средних широтах значения  $\sigma_{\delta T}$  составляли 1.0–1.5 К, в полярных областях – 0.7–1.0 К. Эти данные также согласуются с нашими результатами, приведенными на рис. 3.

### 3. ШИРОТНОЕ РАСПРЕДЕЛЕНИЕ ПОТЕНЦИАЛЬНОЙ ЭНЕРГИИ

Важнейшей характеристикой активности внутренних волн является их удельная энергия (спектральная или интегральная). В радиозондовых измерениях определяются обе компоненты энергии: кинетическая по мощности пульсаций горизонтальной компоненты скорости и потенциальная по мощности температурных флуктуаций. В радиозатменном мониторинге ВГВ для индикации активности волн используется потенциальная энергия [8–10, 17], принимая во внимание, что кинетическая и потенциальная энергии связаны поляризационными соотношениями: в линейной теории их отношение равно модулю показателя степени временного спектра температурных флуктуаций [9, 10].

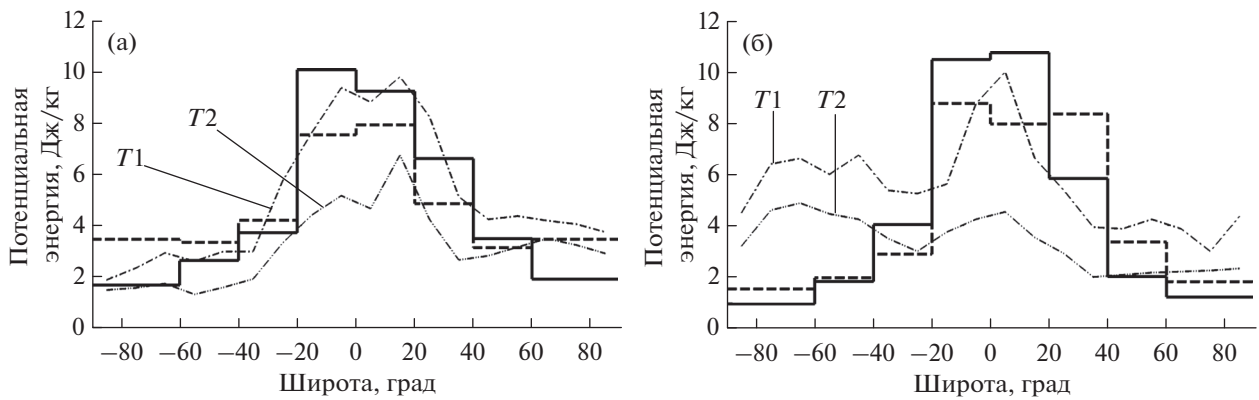
Мы начнем с обсуждения влияния “наблюдательного фильтра” на оценки потенциальной энергии  $E_p$ . Для принятой нами модели вертикального спектра (2) в [1] и идеального прямоугольного фильтра отбрасывание крупномасштабных волн с  $\lambda_z \geq 2L_W$  может привести к занижению  $E_p$  в 2.5 раза. Таким образом, пренебрежение масштабами, большими 5 км, может дать значительно заниженные оценки  $E_p$ , особенно в тропиках. От-

брасывание мелкомасштабных волн с  $\lambda_z \leq L_W$  может привести к занижению  $E_p$  на 20%. В радиозатменных температурных профилях нижняя граница “наблюдательного фильтра” в стратосфере составляет около 2 км, что, как следует из рис. 1, может привести к занижению оценок  $E_p$  в средних и высоких широтах. Оценки влияния методов обработки данных (вертикальное или горизонтальное детрендрование, вид фильтров и т.д.) приведены в [20, 25]. В частности, при вертикальном детрендровании (которое использовалось и в наших вычислениях) в тропической зоне возможен дополнительный вклад от планетарных волн Кельвина, попадающих в диапазон фильтра. В средних и высоких широтах вертикальное детрендрование может привести к занижению  $E_p$  из-за подавления крупномасштабных внутренних волн. Широтные распределения  $E_p$  на высотах 20–25 км [20] показывают, что вертикальное детрендрование приводит в тропиках к завышению  $E_p$  до 40%, а в средних и высоких широтах южного полушария в локальные лето–весну (май–октябрь) – к занижению до 50%. Значения  $E_p$ , полученные по одним и тем же экспериментальным данным, но с разными методами фильтрации, могут отличаться в несколько раз [25]. Таким образом, при анализе данных измерений, помимо сильной естественной изменчивости параметров ВГВ, необходимо учитывать свойства “наблюдательного фильтра”.

На рис. 4 приведено широтное распределение интегральной потенциальной энергии, усредненной по двум высотным интервалам: 16–24 км и 24–28 км. Результаты приведены для двух сезонов: январь–февраль (левая панель) и июнь–июль (правая панель). В первую очередь следует отметить высокие значения  $E_p$  в экваториальной зоне, достигающие 10–11 Дж/кг на высотах 16–24 км и 8–9 Дж/кг на высотах 24–28 км. Активность волн быстро уменьшается с широтой, достигая значений  $E_p$ , равных 3–4 Дж/кг на средних и 1–2 Дж/кг на высоких широтах. В этих зонах потенциальная энергия для высот 24–28 км несколько выше, чем в нижнем интервале высот (т.е. более плоское распределение на высотах 24–28 км). В широтном распределении  $E_p$  не отмечается явного проявления сезонных различий и, в целом, это распределение симметрично в разных полушариях. Тем не менее, на северных широтах более 60° зимние значения  $E_p$  приблизительно вдвое больше, чем летние.

Интересно сравнить наши результаты с данными широко цитируемой работы [9], где на основе радиозатменных измерений эксперимента GPS/MET за 1995–1997 гг. проанализировано глобальное распределение потенциальной энер-





**Рис. 4.** Широтное распределение удельной потенциальной энергии внутренних волн на высотах 16–24 км (сплошные линии) и 24–28 км (штриховые линии): (а) – январь–февраль, (б) – июнь–июль. Штрихпунктирными линиями показаны данные [9] на высотах 15–25 км (Т1) и 20–30 км (Т2): (а) – ноябрь–февраль, (б) – май–август.

гии. В [9] для выделения температурных флуктуаций выполнялась фильтрация в интервале масштабов 2–10 км. Как следует из рис. 4, наши данные в основном согласуются с данными [9], но есть и некоторые различия. В [9] отмечена повышенная активность волн в высоких широтах в локальный зимний период: в северном полушарии (левая панель) этот эффект невелик, а в южном полушарии (правая панель) в полосе 50° S–80° S – достаточно заметен. Кроме того, в [9] отмечается сезонная асимметрия в тропиках на высотах 20–30 км: в ноябре–феврале  $E_p$  заметно больше, чем в мае–августе.

В [17] приведено широтное распределение помесячно усредненных значений  $E_p$  на высотах 18–25 км в северном полушарии, полученных на базе многолетнего архива радиозондовых данных. Высокая активность ВГВ отмечается в тропической зоне:  $E_p = 4–9$  Дж/кг. Однако использованное в [17] квадратичное детрендрование на отрезке 18–25 км может привести к занижению  $E_p$  в низких широтах из-за сглаживания флуктуаций на масштабах, близких к внешнему (ср. кривые 4 на рис. 1). В средних широтах  $E_p$  составляло 2–4 Дж/кг, а в полярной зоне – 1–2 Дж/кг. Большие значения потенциальной энергии для высоких широт наблюдались, в основном, в зимний период. Высокая корреляция между потенциальной энергией и доминантной длиной волны указывает на определяющую роль внешнего масштаба в энергетике волн в согласии с соотношениями (1) и (2). В [39] приведены данные зондовых измерений в Антарктиде (69° S, 39.6° E) в 1997–1999 гг. Для выделения температурных флуктуаций использовался фильтр с масштабами от 2 до 8 км. На высотах 20–22 км значения  $E_p$  составляли 0.5–2.0 Дж/кг, минимальные значения наблюдались в декабре–феврале (локальное лето), а максимальные – в августе–октябре (локальная весна). В [43] приведены

зондовые данные, полученные в тропиках над северной Австралией в октябре–декабре 2001 г. Для выделения флуктуаций температуры использован фильтр с масштабами, меньшими 3 км. Значения  $E_p$  на высотах 20–30 км составляют 2–6 Дж/кг. Эти оценки, по-видимому, значительно занижены из-за того, что не учтены крупномасштабные флуктуации, особенно существенные в тропиках.

Глобальный непрерывный мониторинг активности ВГВ могут обеспечить только спутниковые, в первую очередь, радиозатменные измерения. Дальнейший сравнительный анализ мы проведем, используя данные радиозатменных температурных профилей. В [43] зондовые данные сравниваются с широтным распределением  $E_p$  в тропических широтах от –30° до +30° по данным СНАМР. На высотах 20–25 км наблюдается острый максимум над экватором, достигающий 10–12 Дж/кг, с уменьшением до 2–4 Дж/кг к границам этого широтного интервала. На высотах 25–30 км  $E_p = 3–5$  Дж/кг и распределена примерно равномерно. Однако, как указано выше, эти оценки скорее всего занижены. В [31] приведено распределение  $E_p$  в полосе широт от –60° до +60°, полученное фильтрацией профилей в интервале длин волн 2.5–10 км. В тропиках  $E_p$  достигает 5–9 Дж/кг, в средних широтах 2–5 Дж/кг в зависимости от сезона. Отмечен локальный максимум на 60° S в июне. В [22] по данным СНАМР за 2001–2005 гг. исследовалась активность волн в полярных областях (50°–80° в обоих полушариях). Для выделения флуктуаций температуры использовался фильтр на длинах волн 2–7 км. На высотах 19–26 км для Арктики получены значения  $E_p$  от 1.0 Дж/кг (летом) до 3.0 Дж/кг (зимой). В Антарктиде значения  $E_p$  изменялись от 1.0 Дж/кг летом до 2.0 Дж/кг зимой, и зимняя активность волн выражена слабее, чем в северном полушарии.

В [24] на рис. 9 приведены высотно-широтные распределения  $E_p$  в различные сезоны 2001–2003 гг. Для выделения флуктуаций температуры использовался фильтр с верхней границей 10 км. В тропических широтах от  $-30^\circ$  до  $+30^\circ$  значения  $E_p$  уменьшаются с высотой от 18 Дж/кг на 20 км до примерно 10 Дж/кг на 25 км и далее до 6 Дж/кг на высоте 30 км. В средних широтах, наоборот,  $E_p$  растет от 2–3 Дж/кг на 20 км до 4–6 Дж/кг на 30 км. Распределение  $E_p$  в нижних и средних широтах слабо зависят от сезона. Полярные области характеризуются значительной сезонной асимметрией. В северном полушарии максимумы до 4 Дж/кг соответствуют зиме, а летом наблюдались минимумы 1–2 Дж/кг. В южном полушарии максимумы до 5–6 Дж/кг наблюдались весной, а лету соответствовали минимумы 1–2 Дж/кг. В [40] по данным СНАМР построены широтные распределения  $E_p$  в 2001–2008 гг. в пятикилометровом слое, нижняя граница которой располагалась в 5 км над тропопаузой. Отмечаются максимумы  $E_p$  в тропиках, достигающие 10 Дж/кг. В средних широтах значения  $E_p$  составляли около 2 Дж/кг, а в полярных зонах 1–2 Дж/кг со слабо выраженной сезонной асимметрией. В [20] для выделения флуктуаций использовались разные способы детрендирования – вертикальное и горизонтальное. Для вертикального детрендирования, так же, как и в [9], использован фильтр с масштабами 2–10 км и на рис. 10 приведено широтное распределение  $E_p$  в интервале высот 20–25 км для мая–октября. Тропикам соответствует максимум  $E_p \approx 7$  Дж/кг, в средних широтах 2–3 Дж/кг. В высоких широтах наблюдается значительная широтная асимметрия: в южном полушарии  $E_p$  достигают 4 Дж/кг (повышенная зимне-весенняя активность), а северном полушарии значения  $E_p$  составляют около 1 Дж/кг. В [44, 45] развит метод восстановления температурных профилей высокого разрешения (около 200 м по вертикали) по спутниковым наблюдениям хроматических мерцаний звезд. В [45] по данным измерений быстрых фотометров GOMOS (Global Ozone Monitoring by Occultation of Stars) в 2002–2011 гг. восстановлено широтное распределение  $E_p$ . Температурные флуктуации выделялись из индивидуальных профилей фильтром с верхней границей 4 км. Отмечается высокая активность волн в тропиках (до 5 Дж/кг), в средних широтах  $E_p = 2$ –3 Дж/кг. Также отмечается сильная сезонная зависимость в высоких широтах: зимой на севере в полярной области значения  $E_p$  достигали 3–4 Дж/кг, а в южном полушарии максимум  $E_p$  со значениями до 5 Дж/кг наблюдался зимой–весной на широте около  $60^\circ$  S.

Кратко резюмируя содержание этого раздела, можно отметить, что наши оценки  $E_p$  в целом согласуются с приведенными выше данными радиозондовых и GPS измерений, учитывая естественную изменчивость параметров волн и влияние методов измерений и обработки данных. Однако заметим, что в наших данных не проявляется отмеченная в ряде работ повышенная зимне-весенняя активность волн в высоких широтах южного полушария. Отчасти это может быть связано с ограниченным объемом использованных выборок в дополнение к сильной изменчивости параметров волн.

## ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В данной статье изложены результаты апробации разработанной ранее методики восстановления статистических параметров внутренних волн в стратосфере по флуктуациям амплитуды сигнала в радиозатменном эксперименте [1]. Основой методики является статистическое описание случайного ансамбля внутренних волн и генерируемого ими поля флуктуаций амплитуды радиосигнала. Для решения прямой задачи – расчета статистических характеристик флуктуаций амплитуды в случайной среде – используется разработанная А.С. Гурвичем параметрическая модель 3-мерного спектра ВГВ [2], обобщающая 1-мерный “универсальный” вертикальный спектр насыщенных внутренних волн [6–8]. В методике восстанавливаются внешний (характерный) масштаб  $L_w$  и структурная характеристика  $C_w^2$ . Внешний масштаб задает в крупномасштабной области переход от ненасыщенных волн к насыщенным, а структурная характеристика является единственным параметром, определяющим спектральную амплитуду насыщенных волн.

Приближения фазового экрана и слабых флуктуаций позволяют получить простые аналитические соотношения между спектрами амплитудных флуктуаций радиосигнала и внутренних волн. Задача решается с учетом дифракции радиоволн, поэтому разрешающая способность метода ограничена лишь шумами и составляет несколько сотен метров [11].

Ранее для исследования ВГВ по радиозатменным данным использовались профили температуры, восстановленные с использованием приближений: 1) геометрической оптики и 2) локальной сферической симметрии [21, 27]. Первое из этих приближений ограничивает исследуемые масштабы зоной Френеля, составляющей в стратосфере 1–1.5 км. Второе из этих приближений приводит к сглаживанию волн с горизонтальными масштабами меньше 250–300 км [27, 31, 46].

Наша методика использует предположение о локальной однородности случайного поля неод-

нородностей в сферическом атмосферном слое, что накладывает более мягкие условия на возможную анизотропию исследуемых неоднородностей [2]. Параметризация задачи с использованием модельного спектра внутренних волн и достаточно высокое вертикальное разрешение метода позволяют раздельно восстанавливать основные параметры спектра  $L_w$  и  $C_w^2$  в интересующем нас диапазоне масштабов, что повышает эффективность моделирования и параметризации волн.

Выбор параметризации спектра может внести дополнительные различия при сравнении с данными других работ. Использованный метод во многом аналогичен методу спутниковых затменных наблюдений мерцаний звезд [3–5]. Однако разница в длинах волн почти на шесть порядков приводит к существенным различиям в чувствительности к атмосферным возмущениям, к типу и масштабу неоднородностей и в разрешающей способности [11]. Эти же различия позволяют методам дополнять друг друга и по диапазону высот, и по исследуемым типам и масштабам неоднородностей.

Для апробации метода мы ограничились высотно-широтным распределением параметров внутренних волн: внешнего масштаба  $L_w$ , структурной характеристики  $C_w^2$ , СКО температуры  $\sigma_{\delta T}$  и удельной потенциальной энергии  $E_p$ . Эти распределения рассчитаны для высот 16–24, 24–28 км и для двух сезонов январь–февраль и июнь–июль по данным измерений COSMIC 2011 г. Рассмотрены источники и оценки возможных погрешностей, связанные с различными методами измерений и методами обработки данных. Полученные результаты удовлетворительно согласуются с данными радиозондовых и GPS измерений других авторов с учетом возможных различий и погрешностей, связанных с конкретными методами измерений и обработки, а также ограниченным объемом обработанных данных и высокой пережимаемостью ВГВ.

Большой интерес представляет более подробное глобальное распределение с учетом меридиональной зависимости, поскольку практически во всех работах по глобальному распределению активности волн отмечается ее значительная меридиональная изменчивость [9, 23, 24, 34, 45]. Для восстановления пространственно-временного распределения по ячейкам 1 месяц – 15 градусов широты – 15 градусов долготы, по 100 событий в каждой ячейке, обеспечивающих 10% статистическую погрешность, понадобится примерно годовой архив данных измерений COSMIC.

Параметры внутренних волн обладают значительной естественной изменчивостью, как следует, например, из многолетних зондовых данных, полученных в одном и том же месте над плоской под-

стилающей поверхностью и обработанных единым методом [18]. В индивидуальных измерениях спектральные амплитуды флуктуаций температуры отличались более, чем на порядок, а показатель степени спектра в интервале насыщения изменялся от –2 до –4. В этой работе также указано, что экспериментальные данные часто расходятся с моделью “универсального” спектра насыщенных волн и по показателю степени, и по спектральной амплитуде в тропосфере, и по зависимости от частоты Брента–Вяйсяля [6–8]. При этом, температурные спектры обладают определенной универсальностью по отношению к времени дня, сезону, типу регулярных профилей ветра и температуры.

Помимо естественной изменчивости, результаты исследований ВГВ могут значительно отличаться из-за различия методов измерений и обработки данных, что указывает на необходимость их унификации [20, 25]. Сильная пространственно-временная вариативность параметров ВГВ наряду с пониманием роли ВГВ в динамике атмосферы указывают на необходимость разработки новых методов глобального мониторинга волн. Сравнение полученных нами результатов с данными других работ показывает, что наша методика может успешно использоваться для мониторинга ВГВ в средней атмосфере.

В. Кан, М.Е. Горбунов и О.В. Федорова благодарят за поддержку Российский фонд фундаментальных исследований (грант № 20-05-00189 А). В.Ф. Софиева благодарит Академию Финляндии (экспертный центр по обратным задачам и проект TT-AVA).

## СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Кан В., Горбунов М.Е., Шмаков А.В., Софиева В.Ф. Восстановление параметров внутренних волн в атмосфере по флуктуациям амплитуды сигнала в радиозатменном эксперименте // Изв. РАН. Физика атмосферы и океана. 2020. Т. 56. № 5. С. 499–513. <https://doi.org/10.31857/S0002351520050077>
2. Gurvich A.S., Brekhovskikh V.L. Study of the turbulence and inner waves in the stratosphere based on the observations of stellar scintillations from space: A model of scintillation spectra // Waves Random Media. 2001. V. 11. № 3. P. 163–181.
3. Гурвич А.С., Кан В. Структура неоднородностей плотности в стратосфере по наблюдениям мерцаний звезд из космоса. 1. Модель 3D спектра и реконструкция ее параметров // Изв. РАН. Физика атмосферы и океана. 2003. Т. 39. № 3. С. 335–346.
4. Гурвич А.С., Кан В. Структура неоднородностей плотности в стратосфере по наблюдениям мерцаний звезд из космоса. 2. Характерные масштабы, структурные характеристики и диссипация кинетической энергии // Изв. РАН. Физика атмосферы и океана. 2003. Т. 39. № 3. С. 347–358.
5. Sofieva V.F., Gurvich A.S., Dalaudier F., Kan V. Reconstruction of internal gravity waves and turbulence param-

- eters in the stratosphere using GOMOS scintillation measurements // *J. Geophys. Res.* 2007. V. 112. N D12113. <https://doi.org/10.1029/2006JD007483>
6. *Dewan E.M., Good R.F.* Saturation and the “universal” spectrum for vertical profiles of horizontal scalar winds in atmosphere // *J. Geophys. Res.* 1986. V. 91. № D2. P. 2742–2748. <https://doi.org/10.1029/JD091iD02p02742>
  7. *Smith S.A., Fritts D.C., VanZandt T.E.* Evidence of saturation spectrum of atmospheric gravity waves // *J. Atmos. Sci.* 1987. V. 44. № 10. P. 1404–1410.
  8. *Fritts D.C.* A review of gravity wave saturation processes, effects, and variability in the middle atmosphere // *PAGEOPH.* 1989. V. 130. № 2/3. P. 343–371.
  9. *Tsuda T., Nishida M., Rocken C., Ware R.H.* A global morphology of gravity wave activity in the stratosphere revealed by the GPS occultation data (GPS/MET) // *J. Geophys. Res.* 2000. V. 105. № D6. P. 7257–7273.
  10. *Fritts D.C., Alexander M.J.* Gravity wave dynamics and effects in the middle atmosphere // *Rev. Geophys.* 2003. V. 41. № 1. <https://doi.org/10.1029/2001RG000106>
  11. *Kan V., Gorbunov M.E., Sofieva V.F.* Fluctuations of radio occultation signals in sounding the Earth’s atmosphere // *Atmos. Meas. Tech.* 2018. V. 11. P. 663–680. <https://doi.org/10.5194/amt-11-663-2018>
  12. *Sofieva V.F., Gurvich A.S., Dalaudier F.* Gravity wave spectra parameters in 2003 retrieved from stellar scintillation measurements by GOMOS // *Geophys. Res. Lett.* 2009. V. 36. № L05811. <https://doi.org/10.1029/2008GL036726>
  13. *Tsuda T., Van Zandt T.E., Mizumoto M., Kato S., Fukao S.* Spectral analysis of temperature and Brunt–Vaisala frequency fluctuations observed by radiosondes // *J. Geophys. Res.* 1991. V. 96. № D9. P. 17265–17278.
  14. *Гурвич А.С.* Флуктуации при наблюдении внеземных источников из космоса сквозь атмосферу Земли // *Изв. ВУЗов. Радиофизика.* 1984. Т. 27. № 8. С. 951–959.
  15. *Kan V., Sofieva V.F., Dalaudier F.* Variable anisotropy of small-scale stratospheric irregularities retrieved from stellar scintillation measurements by GOMOS/Envisat // *Atmos. Meas. Tech.* 2014. V. 7. P. 1861–1872. <https://doi.org/10.5194/amt-7-1861-2014>
  16. *Кан В.* Мерцания звезд в спутниковом затменном эксперименте для атмосферных неоднородностей с переменной анизотропией // *Оптика атмосферы и океана.* 2015. Т. 28. № 11. С. 979–992. <https://doi.org/10.15372/AOO20151105>
  17. *Wang L., Geller M.A., Alexander M.J.* Spatial and temporal variations of gravity wave parameters. Part I: Intrinsic frequency, wavelength, and vertical propagation direction // *J. Atmos. Sci.* 2005. V. 62. № 1. P. 125–142.
  18. *Nastrom G.D., Van Zandt T.E., Warnock J.M.* Vertical wavenumber spectra of wind and temperature from high-resolution balloon soundings over Illinois // *J. Geophys. Res.* 1997. V. 102. № D6. P. 6685–6701.
  19. *Wang L., Alexander M.J.* Global estimates of gravity wave parameters from GPS radio occultation temperature data // *J. Geophys. Res.: Atmospheres.* 2010. V. 115. № 21. <https://doi.org/10.1029/2010JD013860>
  20. *Schmidt T., Alexander P., de la Torre A.* Stratospheric gravity wave momentum flux from radio occultations // *J. Geophys. Res. Atmos.* 2016. V. 121 P. 4443–4467. <https://doi.org/10.1002/2015JD024135>
  21. *Steiner A.K., Kirchengast G.* Gravity wave spectra from GPS/MET occultation observations // *J. Atmos. Ocean. Technol.* 2001. V. 17. № 4. P. 495–503.
  22. *Hei H., Tsuda T., Hirooka T.* Characteristics of atmospheric gravity wave activity in the polar regions revealed by GPS radio occultation data with CHAMP // *J. Geophys. Res.* 2008. V. 113. № D04107. <https://doi.org/10.1029/2007JD008938>
  23. *Rapp M., Dörnbrack I.A., Kaifler B.* An intercomparison of stratospheric gravity wave potential energy densities from METOP GPS radio occultation measurements and ECMWF model data // *Atmos. Meas. Tech.* 2018. V. 11. P. 1031–1048. <https://doi.org/10.5194/amt-11-1031-2018>
  24. *Ratnam M.V., Tetzlaff G., Jacobi C.* Global and Seasonal Variations of Stratospheric Gravity Wave Activity Deduced from the CHAMP/GPS Satellite // *J. Atmos. Sci.* 2004. V. 61. № 13. P. 1610–1620.
  25. *John S.R., Kumar K.K.* A discussion on the methods of extracting gravity wave perturbations from space-based measurements // *Geophys. Res. Lett.* 2013. V. 40. P. 2406–2410. <https://doi.org/10.1002/GRL.50451>
  26. *Alexander M.J.* Interpretations of observed climatological patterns in stratospheric gravity wave variance // *J. Geophys. Res.* 1998. V. 103. № D8. P. 8627–8640.
  27. *Kursinski E.R., Hajj G.A., Schofield J.T., Linfield R.P., Hardy K.R.* Observing Earth’s atmosphere with radio occultation measurements using the global positioning system // *J. Geophys. Res.* 1997. V. 102. № D19. P. 23429–23465.
  28. *Gorbunov M.E., Lauritsen K.B.* Analysis of wave fields by Fourier Integral Operators and its application for radio occultations // *Radio Science.* 2004. V. 39. № 4. RS4010. <https://doi.org/10.1029/2003RS002971>
  29. *Горбунов М.Е.* Физические и математические принципы спутникового радиозатменного зондирования атмосферы Земли. М.: ГЕОС, 2019. 288 с.
  30. *Murphy D.J., Alexander S.P., Klekociuk A.R., Love P.T., Vincent R.A.* Radiosonde observations of gravity waves in the lower stratosphere over Davis, Antarctica // *J. Geophys. Res.* 2014. V. 119. P. 11.973–11.996. <https://doi.org/10.1002/2014JD022448>
  31. *Tsuda T., Hocke K.* Vertical Wave Number Spectrum of Temperature Fluctuations in the Stratosphere using GPS Occultation Data // *J. Meteor. Soc. Japan.* 2002. V. 80. № 4B. P. 925–938.
  32. *de la Torre A., Schmidt T., Wickert J.* A global analysis of wave potential energy in the lower stratosphere derived from 5 years of GPS radio occultation data with CHAMP // *Geophys. Res. Lett.* 2006. V. 33. № L24809. <https://doi.org/10.1029/2006GL027696>
  33. *Hindley N.P., Wright C.J., Smith N.D., Mitchell N.J.* The southern stratospheric gravity wave hot spot: individual waves and their momentum fluxes measured by COSMIC GPS-RO // *Atmos. Chem. Phys.* 2015. V. 15.

- P. 7797–7818.  
<https://doi.org/10.5194/acp-15-7797-2015>
34. Alexander S.P., Tsuda T., Kawatani Y. Cosmic GPS observations of Northern Hemisphere winter stratospheric gravity waves and comparisons with an atmospheric general circulation model // *Geophys. Res. Lett.* 2008. V. 35. № L10808.  
<https://doi.org/10.1029/2008GL033174>
  35. Mc Donald A.J. Gravity wave occurrence statistics derived from paired COSMIC/FORMOSAT3 observations // *J. Geophys. Res.* 2012. V. 117. № D15406.  
<https://doi.org/10.1029/2011JD016715>
  36. Chane-Ming F., Molinaro F., Leveau J., Keckhut P., Hauchecorne A. Analysis of gravity waves in the tropical middle atmosphere over La Reunion Island (21° S, 55° E) with lidar using wavelet techniques // *Ann. Geophysicae.* 2000. V. 18. P. 485–498.
  37. Marquard C., Healy S.B. Measurement Noise and Stratospheric Gravity Wave Characteristics Obtained from GPS Occultation Data // *J. Meteor. Soc. Japan.* 2005. V. 83. № 3. P. 417–428.
  38. Gubenko V.N., Pavelyev A.G., Salimzyanov R.R., Pavelyev A.A. Reconstruction of internal gravity wave parameters from radio occultation retrievals of vertical temperature profiles in the Earth's atmosphere // *Atmos. Meas. Tech.* 2011. V. 4. P. 2153–216.  
<https://doi.org/10.5194/amt-4-2153-2011>
  39. Yoshiki M., Energy enhancements of gravity waves in the Antarctic lower stratosphere associated with variations in the polar vortex and tropospheric disturbances // *J. Geophys. Res.* 2004. V. 109. № D23104.  
<https://doi.org/10.1029/2004JD004870>
  40. Schmidt T., de la Torre A., Wickert J. Global gravity wave activity in the tropopause region from CHAMP radio occultation data // *Geophys. Res. Lett.* 2008. V. 35. L16807.  
<https://doi.org/10.1029/2008GL034986>
  41. Alexander S.P., Tsuda T., Observations of the diurnal tide during seven intensive radiosonde campaigns in Australia and Indonesia // *J. Geophys. Res. – Atmos.*, 2008, V. 113. D04109,  
<https://doi.org/10.1029/2007JD008717>
  42. Sofieva V.F., Dalaudier F., Kivi R., Kyrö E. On the variability of temperature profiles in the stratosphere: Implications for validation // *Geophys. Res. Lett.* 2008. V. 35. L23808.  
<https://doi.org/10.1029/2008GL035539>
  43. Tsuda T., Ratnam M.V., May P.T., Alexander M.J., Vincent R.A., MacKinnon A. Characteristics of gravity waves with short vertical wavelengths observed with radiosonde and GPS occultation during DAWEX (Darwin Area Wave Experiment) // *J. Geophys. Res.* 2004. V. 109. N D20S03.  
<https://doi.org/10.1029/2004JD004946>
  44. Dalaudier F., Sofieva V.F., Hauchecorne A., Kyrölä E., Blanot L., Guirlet M., Retscher C., Zehner C. High-resolution density and temperature profiling in the stratosphere using bichromatic scintillation measurements by GOMOS // *Proceedings of the First Atmospheric Science Conference.* 2006. ESA ESRIN Frascati, Italy.
  45. Sofieva V.F., Dalaudier F., Hauchecorne A., Kan V. High-resolution temperature profiles retrieved from bichromatic stellar scintillation measurements by GOMOS/Envisat // *Atmos. Meas. Tech.* 2019. V. 12. P. 585–598.  
<https://doi.org/10.5194/amt-12-585-2019>
  46. Belloul M.B. and Hauchecorne A. Effect of periodic horizontal gradients on the retrieval of atmospheric profiles from occultation measurements // *Radio Sci.* 1997. V. 32. № 2. P. 469–478.

## Latitudinal Distribution of Internal Gravity Wave Parameters in the Atmosphere, Derived from Amplitude Fluctuations of Radio Occultation Signals

V. Kan<sup>1,\*</sup>, M. E. Gorbunov<sup>1,2</sup>, O. V. Fedorova<sup>1</sup>, and V. F. Sofieva<sup>3</sup>

<sup>1</sup>Obukhov Institute of Atmospheric Physics Russian Academy of Sciences, Pyzhevsky, 3, Moscow, 119017, Russia

<sup>2</sup>Hydrometcenter of Russia, B. Predtechensky per., 11–13, Moscow, 123242, Russia

<sup>3</sup>Finnish Meteorological Institute, P.O. Box 503, Eric Palmenin aukio, Helsinki, FIN 00101, Finland

\*e-mail: valerykan@list.ru

We have tested the method of the retrieval of the global distribution of the statistical parameters of internal gravity waves (IGW) in the atmosphere, from the measurements of the fluctuations of radio occultation (RO) signals. In our previous work, we used a specific model of the IGW spectrum, derived the relationships linking the statistical parameters of the spectra of IGW with that of RO amplitude fluctuations, developed an algorithm of their retrieval, and estimated its errors. The parameters to be retrieved are the outer scale and the structural constant, the former specifying the scale of the transition from non-saturated to saturated IGWs, the latter being the single characteristic of the saturated IGW spectrum. From these parameters, the variance of temperature fluctuations and the IGW potential energy are inferred. For the approbation of our method, in this paper, we derive the distribution over the heights and latitudes of the IGW parameters, derived from COSMIC observations from 2011. We show characteristic features of these distributions, and compare our results with the data of other studies.

**Keywords:** radio occultation sounding of atmosphere, amplitude fluctuations of signal, reconstruction of atmospheric gravity wave parameters, global distribution of wave parameters