

## ПОЛИТРОПИЧЕСКИЕ ПРОЦЕССЫ В НИЖНЕЙ ТЕРМОСФЕРЕ

© 2021 г. А. В. Толмачева<sup>1\*</sup>, Г. И. Григорьев<sup>1\*\*</sup>

<sup>1</sup>Научно-исследовательский радиофизический институт Нижегородского государственного университета им. Н.И. Лобачевского, Нижний Новгород, Россия

\*E-mail: arvt@yandex.ru

\*\*E-mail: grig19@list.ru

Поступила в редакцию 30.10.2020;  
 после доработки 16.11.2020;  
 принята в печать 20.11.2020

В связи с существованием в мезосфере – нижней термосфере (МНТ) тепловых потоков рассмотрен вопрос о применении закона Пуассона  $PV^n = \text{const}$  при анализе пространственно-временных вариаций параметров нейтральной атмосферы в этой области. Закон Пуассона справедлив для адиабатических процессов, т.е. в отсутствие теплообмена ( $\Delta Q = 0$ ). При распространении в этой области внутренних гравитационных волн, которые при их диссипации передают среде энергию и момент количества движения и могут усиливать турбулентные движения, а также при развитии часто наблюдаемых динамической и конвективной неустойчивостей процессы в МНТ могут быть и неадиабатическими. В данной работе получены значения показателя  $n$  в нижней термосфере для политропических процессов  $PV^n = \text{const}$ , когда постоянна только теплоемкость. Для оценок показателя  $n$  использовались измерения температуры и плотности нейтральной атмосферы методом резонансного рассеяния на искусственных периодических неоднородностях ионосферной плазмы. Показано, что выше турбопаузы значение показателя политропы  $n$  лежит в интервале 1.8–2. Тот факт, что  $n > \gamma$ , свидетельствует о важности учета теплообмена в нижней термосфере.

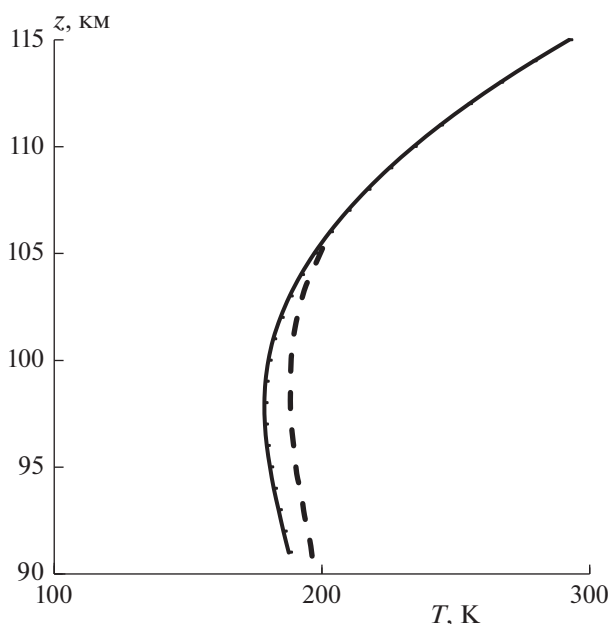
**Ключевые слова:** атмосфера Земли, мезосфера, нижняя термосфера, политропические процессы, внутренние гравитационные волны, искусственные периодические неоднородности.

**DOI:** 10.31857/S0207401X21050125

### ВВЕДЕНИЕ

Динамика области мезосферы – нижней термосферы (МНТ) была подробно рассмотрена в работе [1]. В ней были проанализированы главные динамические, химические и радиационные процессы, играющие важную роль в становлении тепловой структуры области мезопаузы. На рис. 1 сплошной линией показан профиль температуры  $T(z)$ , рассчитанный по модели MSIS (середина октября, день), а штриховой – средняя фоновая температура, полученная авторами работы [1]. Она мало отличается от модельной зависимости  $T(z)$ .

Выше 95 км главную роль в образовании тепловой структуры мезопаузы играет поглощение молекулярным кислородом солнечного УФ-излучения в полосах Шумана–Рунге, континуума в интервале 135–200 нм, а также излучения в линии La- $\alpha$ . Вблизи мезопаузы есть еще несколько важных процессов, влияющих на баланс энергии. К ним относятся: химический нагрев вследствие экзотермических реакций (в смеси нечетных водорода и кислорода); радиационное охлаждение, связанное с инфракрасным излучением углекислого газа CO<sub>2</sub>; турбулентный нагрев, вызванный



**Рис. 1.** Профиль температуры  $T(z)$ , рассчитанный по модели MSIS-90 для высотного интервала 90–115 км – сплошная линия, лидарный профиль температуры  $T(z)$  для октября по данным работы [1] – штриховая линия.

распадом гравитационных волн; динамическое охлаждение, связанное с вертикальным переносом тепла затухающими волнами; высвечивание возбужденных атомов и молекул (ОН, О и О<sub>2</sub>) из-за фотолиза озона, реакций молекулярного кислорода, озона и атомарного водорода; последние процессы дают максимальный вклад на высоте 90 км. Ниже уровня мезопаузы нагрев атмосферы происходит вследствие поглощения солнечного УФ-излучения мезосферным озоном. В работах [2, 3] даны оценки тепловых потоков, соответствующих этим процессам.

В области мезопаузы важную роль играют гравитационные волны. В работе [2] показано, что область мезопаузы между 80 и 105 км характеризуется низкой стабильностью в высотном интервале 80–90 км, где число Ричардсона ниже критического, и повышенной стабильностью выше 95 км. В частности, самая большая диссипация гравитационных волн происходит между 80 и 90 км, где велики их амплитуды. Вертикальный тепловой поток, который является прекрасной мерой волновой диссипации, и температурные вариации как мера энергии волны, измеренные натриевыми лидарами, максимальны на уровне 88 км. Кроме того, при распространении гравитационных волн вверх их относительные амплитуды возрастают, как следует из закона сохранения энергии. В этом случае в области МНТ может произойти распад акустико-гравитационных волн с передачей их энергии в окружающую среду. Таким образом, в некоторых процессах количество тепла  $\Delta Q = C\Delta T$  не равно нулю, и возникает вопрос о правомерности применения закона Пуассона  $PV^\gamma = \text{const}$  при интерпретации динамики области МНТ.

Цель данной работы – определение величины показателя политропы  $n$  из измерений атмосферных параметров методом искусственных периодических неоднородностей [3].

### ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ МЕТОДЫ ОПРЕДЕЛЕНИЯ АТМОСФЕРНЫХ ПАРАМЕТРОВ

Перечислим методы и укажем точность определения атмосферных параметров в области МНТ, применение которых позволило получить основной массив данных о главных характеристиках этой области. Среди наземных (дистанционных) методов – это рэлеевские и натриевые лидары и их модификации. Рэлеевские лидары позволяют проводить измерения на высоте до 80 км, где ошибки измерений температуры доходят до  $\pm 25$  К. Натриевые лидары позволяют измерять температуру вплоть до высот 105–110 км. Например, расположенный в северной Норвегии натриевый лидар ALOMAR<sup>1)</sup> [4] в высотном интервале 80–110 км

характеризуется точностью измерений плотности натрия, скорости ветра и температуры, составляющей  $10^{-8}$  кг/м<sup>3</sup>, 2 м/с и 2 К соответственно. В процессе обработки первичных данных осуществляется их сглаживание в течение часа, а опорное значение температуры на высоте 90 км берется из атмосферной модели MSIS.

С помощью натриевых лидаров были проведены продолжительные измерения параметров верхней атмосферы в умеренных широтах: в Форте Коллинз (41° N, 105° W) [5] и Иллинойсе (40° N, 88° W) [1], что позволило получить климатологические данные о структуре МНТ и положении мезопаузы в разные сезоны. В Форте Коллинз наблюдения проводились только ночью, а в Иллинойсе – также и днем. В последнем случае измерения температуры усреднялись в течение часа, а вертикальное разрешение составляло 960 м. В летние дневные периоды низкая плотность натрия и высокое фоновое излучение не позволяли выполнить точные измерения выше 102 км. Усреднение данных измерений в течение месяца позволило уточнить структуру мезосферы и высоту мезопаузы. Были обнаружены сезонные вариации мезопаузы: в зимние месяцы ее высота составляла 100–102 км, а в летние месяцы она могла опускаться до 85–88 км; кроме этого, с апреля по июль наблюдалась двухуровневая структура мезопаузы [1, 6].

Другим важным направлением исследований области МНТ являются ракетные и спутниковые исследования. Большим достижением стала возможность зондирования атмосферы с использованием многоканального прибора SABER<sup>2)</sup> для измерения инфракрасного теплового излучения атмосферы на борту спутника TIMED<sup>3)</sup> [7, 8]. На протяжении одного витка спутника наблюдения осуществляются между 52° S и 83° N в высотном интервале от 40 до 105–115 км. Замечательными результатами этих исследований были получение глобальных распределений атмосферных параметров и обнаружение их асимметрии в северном и южном полушариях. Кроме того, был выявлен Офферманом с соавт. [8] и подтвержден Джон и Кумаром [9] волновой характер турбопаузы.

Ошибки измерений температуры этим методом находятся в интервале от 1.4% до 2.5% на высотах 80 и 110 км соответственно. Однако горизонтальное разрешение получаемых данных превышает 200 км, и из-за этого сглаживания гравитационные волны с меньшими горизонтальными масштабами не могут быть исследованы со спутника.

Важные результаты измерений температуры, содержания углекислого газа, озона и других па-

<sup>2)</sup> Sounding of the Atmosphere using Broadband Emission Radiometry.

<sup>3)</sup> Thermosphere–Ionosphere–Mesosphere Energetics and Dynamics.

<sup>1)</sup> Arctic Lidar Observatory for Middle Atmosphere Research (69° N, 16° E).

раметров были получены с помощью спутников Земли в экспериментах CRISTA-1<sup>4)</sup> и CRISTA-2, проводившихся в 90-е годы. Вертикальные профили температуры в диапазоне высот 40–120 км для всего земного шара были определены с высокой точностью (погрешность менее 5 К на высотах до и ниже 90 км и 5–15 К на высотах 90–120 км). Эти измерения, в частности, позволили получить новую информацию о мезосферных инверсиях температуры [10, 11].

Одним из средств изучения верхней атмосферы являются также зондирующие ракеты. В частности, в ноябре–декабре 2010 г. были проведены пуски ракет в северной Норвегии (Андойя – 69° N, 16° E) в рамках кампании ЕСОМА-2010 для изучения метеорных следов; при этом определялись плотность и температура в высотном интервале 70–110 км. Высотное разрешение  $\Delta z$ , по мнению авторов [12], достигало 10 см. При этом использовался часовой интервал усреднения для получения данных о плотности; опорное значение плотности бралось из модели MSIS на высоте 90 км. Затем определялась температура. При этих условиях ошибка измерения температуры составляла  $\Delta T \sim \pm 3$  К. Кроме исследования метеорных следов, в работе [12] были получены данные и об инверсионном слое в мезосфере.

### МЕТОД ОПРЕДЕЛЕНИЯ АТМОСФЕРНЫХ ПАРАМЕТРОВ С ПОМОЩЬЮ ИСКУССТВЕННЫХ ПЕРИОДИЧЕСКИХ НЕОДНОРОДНОСТЕЙ ИОНОСФЕРНОЙ ПЛАЗМЫ

Искусственные периодические неоднородности (ИПН) ионосферной плазмы создаются в ионосфере, освещенной высокочастотной мощной радиоволной [13]. Стоячая волна формируется в результате интерференции падающей на ионосферу и отраженной от нее волны. Периодическая структура образуется во всем высотном интервале: от ~60 км до уровня отражения мощной радиоволны. Вертикальный масштаб ИПН,  $\Lambda$ , равен половине длины мощной волны,  $\lambda$ , т.е.  $\Lambda = \lambda/2$ . В Е-области ИПН формируются под действием электронного давления, вызванного термодиффузией [13].

Диагностика ИПН основана на импульсном зондировании ИПН и брэгговском обратном рассеянии импульсных сигналов периодической структурой. Импульсные сигналы, рассеянные периодической структурой, складываются синфазно, и их легко выделить на фоне шумов. В наших экспериментах условие Брэгга приводит к равенству длин мощной и пробной волн. Искусственные периодические неоднородности зонди-

руются в паузах между включениями мощных (нагревных) передатчиков. Прием обратнорассеянных сигналов осуществляется путем переключения нагревного стенда на прием рассеянных сигналов, при этом диагностическая установка располагается вблизи мощных передатчиков. Регистрируются амплитуды и фазы обратнорассеянных сигналов в зависимости от времени и действующей высоты. Для рассеянных ИПН-сигналов, приходящих из Е-области ионосферы, отношение сигнал/шум равно 10–100. Действующая высота равна  $h = c\Delta t/2$ , где  $\Delta t$  – задержка прихода импульса,  $c$  – скорость света. Каждую минуту проводятся четыре измерения. Таким образом, временное разрешение метода ИПН составляет 15 с. Но для определения атмосферных параметров использовалось 5-минутное усреднение времен релаксации и скоростей с целью уменьшения случайных ошибок измерений. Регистрация по высоте осуществлялась с пространственным разрешением 1.4 км. Следует отметить, что горизонтальный масштаб области рассеяния приблизительно соответствует первой зоне Френеля радиусом  $r_1 = (z\lambda/2)^{1/2}$ , где  $z$  – высота, с которой приходит рассеянный ИПН-сигнал, а  $\lambda$  – длина зондирующей волны. При  $z = 100$  км и  $\lambda = 60$  м  $r_1 = 1.7$  км, а соответствующая площадь  $\Delta S = \pi r_1^2 \approx 9$  км<sup>2</sup>.

Чтобы найти температуру нейтральной атмосферы измеряются времена  $\tau$  релаксации ИПН. Время релаксации определяется как время уменьшения амплитуды рассеянного сигнала в  $e$  раз после выключения мощных передатчиков. В Е-области ионосферы величина  $\tau$  возрастает по мере уменьшения высоты экспоненциально, что обусловлено процессом амбиполярной диффузии, доминирующим выше уровня турбопаузы. Ниже турбопаузы (98–100 км) на концентрацию плазмы в ИПН при их релаксации влияет не только диффузия, но и турбулентность. Кроме того, происходит рост  $\tau$  на высотах, где образуется спорадический  $E_s$ -слой, что обусловлено уменьшением коэффициента преломления  $n$  пробных волн из-за возрастания электронной концентрации:  $\lambda(z) = \lambda_0/n(z)$ , где  $\lambda_0$  – длина волны в вакууме. Время релаксации ИПН под действием амбиполярной диффузии равно

$$\tau = (K^2 D_\alpha)^{-1}. \quad (1)$$

Здесь  $K = 2\pi/\Lambda$ ,  $D_\alpha$  – коэффициент амбиполярной диффузии. Величина  $D_\alpha$  зависит от характеристик среды – электронной ( $T_e$ ) и ионной ( $T_i$ ) температур, частоты соударений ионов с молекулами ( $v_{im}$ ) и массы ионов ( $M_i$ ):

$$D_\alpha = \frac{k_B(T_e + T_i)}{M_i v_{im}}, \quad (2)$$

где  $k_B$  – постоянная Больцмана. Принято считать, что в области высот между 90 и 115–120 км

<sup>4)</sup> Cryogenic Infrared Spectrometers and Telescopes for the Atmosphere.

температура нейтральных частиц близка к температуре заряженных, т.е.  $T_e = T_i = T$ . Было экспериментально установлено, что характерный масштаб, на котором время релаксации уменьшается в  $e$  раз с ростом высоты, соответствует высоте однородной атмосферы  $H = k_B T / Mg$  ( $M$  – средняя молекулярная масса,  $g$  – ускорение свободного падения). Зная высоту однородной атмосферы и считая температуру и массу молекул постоянными на небольшом высотном интервале, легко найти температуру и плотность нейтральной атмосферы. Такое приближение можно назвать локально изотермическим. В этом приближении полученные величины  $T$  и  $\rho$  соответствуют середине выбранного высотного интервала. Таким образом, в локально изотермическом приближении температура и плотность выражаются следующими соотношениями [14]:

$$T(h) = \frac{MgH}{k_B}, \quad \rho(h) = \frac{8K^2 k_B T \tau(h) M}{\beta M_i}. \quad (3)$$

Здесь  $\beta$  является коэффициентом пропорциональности:  $v_{im} = \beta \rho / M$ ,  $\beta = 0.38 \cdot 10^{-16} \text{ м}^3 \cdot \text{с}^{-1}$ ,  $M$  – средняя масса молекул. Высота однородной атмосферы  $H$  определяется через коэффициенты для линейной регрессии логарифма  $\tau n^2$ :  $\ln(\tau(z)n^2) = -bz + a$ , где  $b = 1/H$ . Здесь  $n$  – показатель преломления плазмы на уровне  $z$ . Подробно методика получения величин температуры и плотности атмосферы описана в работе [14]. Высотный интервал измерения амплитуд обратнорассеянных ИПН-сигналов составляет 20–30 км, на котором и атмосферные параметры, и время релаксации  $\tau$  изменяются с высотой. Выбирая шаг за шагом небольшие высотные интервалы ( $\Delta z \sim 4$  км), получаем высотные зависимости  $T(z)$  и  $\rho(z)$ . Следует отметить, что при наличии резких изменений по высоте электронной концентрации, температуры и плотности аппроксимация  $\tau(z)n^2$  экспонентой не будет удовлетворительной, что приведет к значительным погрешностям при определении атмосферных параметров. Напротив, в окрестностях экстремумов – максимумов или минимумов – линейная аппроксимация  $\tau(z)n^2$  дает хорошую точность определения  $T$  и  $\rho$ . Кроме того, погрешности определения атмосферных параметров могут возрастать на краях высотных интервалов: сверху – из-за уменьшения отношения сигнал/шум, а снизу – из-за вариаций уровня турбопаузы [14, 15]. В большинстве случаев ошибки определения температуры и плотности не превышали 5–10%, а на высоте между 100 и 105 км они составляли 2–4%.

Из соотношений (1) и (3) следует, что для определения атмосферных параметров данным методом необходимо знать волновое число стоячей волны в плазме, которое зависит от ее показателя преломления  $n$ . Волновое число можно рассчитать, если известна электронная концентрация  $N(z)$ . В

2007 г. мы определяли  $N(z)$ -профили электронной концентрации экспериментально, используя нагрев ионосферы мощным радиоизлучением на двух частотах и создавая таким способом искусственные периодические неоднородности с разными пространственными масштабами. Детальное описание такой методики дано в работе [16]. В 2010 г. и последующие годы для определения электронной концентрации использовались данные ионосферного автоматического импульсного зондирования.

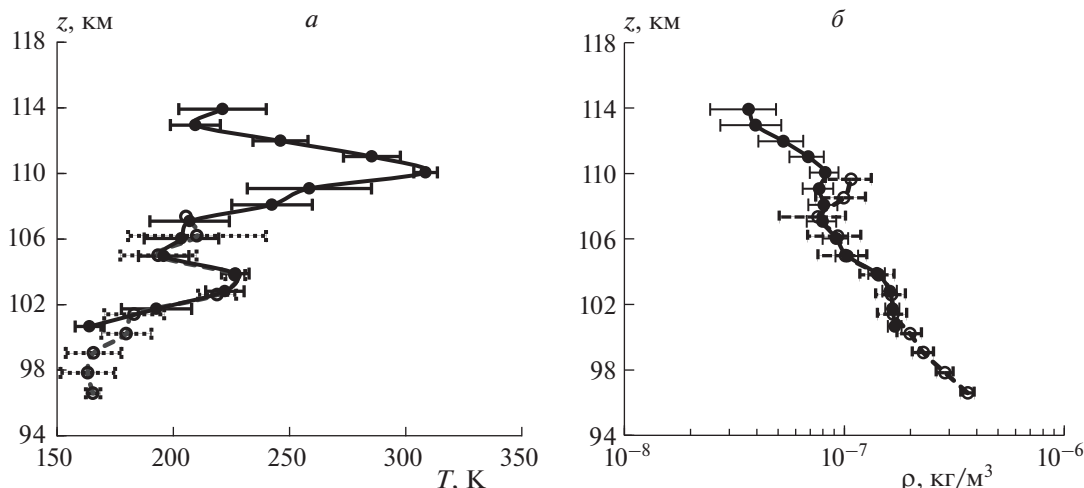
Таким образом, главной особенностью этого метода является хорошее временное и пространственное разрешение, что важно для области МНТ, где имеет место атмосферная возмущенность, проявляющаяся в наблюдаемых высотно-временных вариациях атмосферных параметров. На рис. 2 показан пример таких высотных вариаций 24.07.2009 г. Высотные профили  $T(z)$  и  $\rho(z)$  на рис. 2 получены по измерениям  $\tau(z)$  на частоте  $f = 4.7$  МГц (точки и сплошные линии) и на частоте 5.6 МГц (кружки и штриховые линии).

Из рис. 2 видно, что различия результатов измерений, полученных на двух частотах, не превышают ошибок измерений. Общий высотный интервал составляет 97–107 км. На частоте 4.7 МГц данные получены и на большей высоте: до 114 км, вследствие большей мощности излучающих на этой частоте передатчиков. На частоте 5.6 МГц данные получены, начиная с высоты 97 км, а ниже этого уровня на ИПН влияют турбулентные движения с характерными масштабами порядка длины искусственных неоднородностей на этой же частоте. Но на ИПН большего масштаба, созданных излучением радиоволн на частоте 4.7 МГц, турбулентные движения влияли уже ниже: в высотном интервале 101–102 км. Таким образом, полный высотный интервал измерений составил в этом случае 96.5–114 км.

### ОПРЕДЕЛЕНИЕ ПОКАЗАТЕЛЯ ПОЛИТРОПИЧЕСКОГО ПРОЦЕССА

Политропическим процессом называется процесс в газе, при котором приток тепла к воздушной частице прямо пропорционален изменению температуры:  $dQ = CdT$ , где  $C$  – теплоемкость политропического процесса, которая остается постоянной. В этом случае выполняется соотношение  $PV^n = \text{const}$ . Учитывая уравнение состояния идеального газа, которое справедливо в области МНТ, легко переписать это соотношение в виде  $TV^{n-1} = \text{const}$ , а затем выразить его через температуру и плотность атмосферы, учитывая, что  $V$  пропорционально  $\rho^{-1}$ :

$$\frac{T}{\rho^{n-1}} = \text{const} \rightarrow \frac{T(t_1)}{\rho^{n-1}(t_1)} = \frac{T(t_2)}{\rho^{n-1}(t_2)}. \quad (4)$$



**Рис. 2.** Высотные профили 24.09.07 в 14:10 мск: *a* –  $T(z)$ , *б* –  $\rho(z)$ . Черные точки и сплошные кривые относятся к измерениям на частоте  $f = 4.7$  МГц, кружки и штриховые кривые – к измерениям на частоте  $f = 5.6$  МГц. Погрешности показаны барами.

Здесь  $t_1$  и  $t_2$  – близкие моменты времени, в которые были измерены температура и плотность атмосферы на данной высоте. Показатель политропы  $n$  определяется из следующего соотношения:

$$n = 1 + \frac{\ln(T(t_1)/T(t_2))}{\ln(\rho(t_1)/\rho(t_2))}. \quad (5)$$

Теплоемкость в этом процессе постоянна и равна  $C = (nC_v - C_p)/(n - 1)$ . Здесь  $C_v$  – теплоемкость газа при постоянном объеме, а  $C_p$  – теплоемкость при постоянном давлении. Погрешность определения величины  $n$  довольно большая и может достигать 30% в индивидуальном расчете. С целью уменьшения погрешности проводилось усреднение найденных значений  $n$  для конкретного периода измерений, что позволяло уменьшить ошибку в 2–3 раза. В следующем разделе приведены полученные величины показателя политропы  $n$ .

### РЕЗУЛЬТАТЫ ОПРЕДЕЛЕНИЯ ПОКАЗАТЕЛЯ ПОЛИТРОПЫ

В табл. 1 приводятся основные характеристики наблюдений выше турбопаузы, которые были использованы для анализа. В первых трех столбцах показаны даты, интервалы времени наблюдений, использованных для анализа, а также высоты, на которых определялись температура и плотность нейтральной атмосферы. В следующих столбцах приведены величины показателя политропы  $n$ , полученные с учетом среднеквадратичной ошибки, и пояснения о вариациях параметров атмосферы в это время.

На рис. 3 показаны примеры временных зависимостей  $T(t)$ , характеризующих изменения температуры в указанные периоды наблюдений (время местное). На рис. 3а для даты 15.03.1991 между 13:30 и 15:30 видны колебания температуры с периодом в 16–17 мин, характерным для внутренних гравитационных волн (ВГВ) на высоте 102 км. Температура изменялась в среднем от 180 К в утренние часы до 250 К днем. Трехчасовая вариация (с 12 до 15 ч) может быть связана или с волновым процессом, имеющим больший период, или с изменением высоты мезопаузы. Среднее значение показателя политропы 15.03.1991 равно  $n = 1.9 \pm 0.14$ .

На рис. 3б показана зависимость  $T(t)$  для даты 24.09.2007 на высоте 100 км. Период колебаний температуры был равен  $\sim 1.5$  ч. Интересно, что выше этого уровня, на высотах 103–105 км, в интервале между 15:00 и 16:00 наблюдалась неустойчивость, проявившаяся в повышении температуры до 300–400 К. Величина  $n$  в среднем была равна 1.8, но между 14:00 и 15:00 она превышала значение  $n = 2$ .

На рис. 3в показаны временные вариации температуры для даты 7.10.2014 на высоте 108 км, которые начинаются после 13:00. Это происходит после установления структуры  $T(z)$  с минимумом около 100 К между 10:30 и 11:00, показанной на рис. 4а. Затем около 12:00 развивается конвективная неустойчивость сначала вблизи 107 км (рис. 4б) и далее во всей области высот от 104 до 111 км. Около 12:40 максимальная температура выросла до 275 К на высоте  $\sim 108$  км, а в 13:40 – до 450 К; потом появились высотно-временные вариации температуры. Вариации  $\tau(t)$  времени релаксации ИПН с такими же периодами наблюдались и на высоте  $< 100$  км [17]. Для этого периода времени

Таблица 1. Основные характеристики наблюдений и полученные величины  $n$ 

Дата	Время, чч:мм	$z$ , км	$n$	Особенности
15.03.1991	12:15–15:30	102	$1.9 \pm 0.14$	ВГВ
06.12.1991	09:50–12:30	104	$1.97 \pm 0.16$	ВГВ
12.08.1998	14:00–15:40	102–105	$1.9 \pm 0.17$	—
07.04.2004	13:25–14:35	108–110	$1.42 \pm 0.04$	плавные изменения $T$ и $\rho$
04.04.2006	10:25–15:15	105–108	$2.0 \pm 0.14$	—
24.09.2007	13:00–16:35	100	$1.8 \pm 0.1$	после 15:00 в области $z = 103–105$ км развивается неустойчивость
23.05.2010	15:30–15:50	102–104	$1.8 \pm 0.12$	плавные изменения $T$ и $\rho$
18.09.2010	12:00–16:00	105	$1.8 \pm 0.14$	высотно-временные вариации $T$ и $\rho$
02.09.2014	17:55–19:35	100	$2.1 \pm 0.17$	высотно-временные вариации $T$ и $\rho$
02.09.2014	17:55–19:35	105	$2.04 \pm 0.06$	неустойчивость
07.10.2014	12:45–14:40	105–108	$2.0 \pm 0.1$	неустойчивость
10.08.2015	17:30–19:40	106	$1.81 \pm 0.21$	—

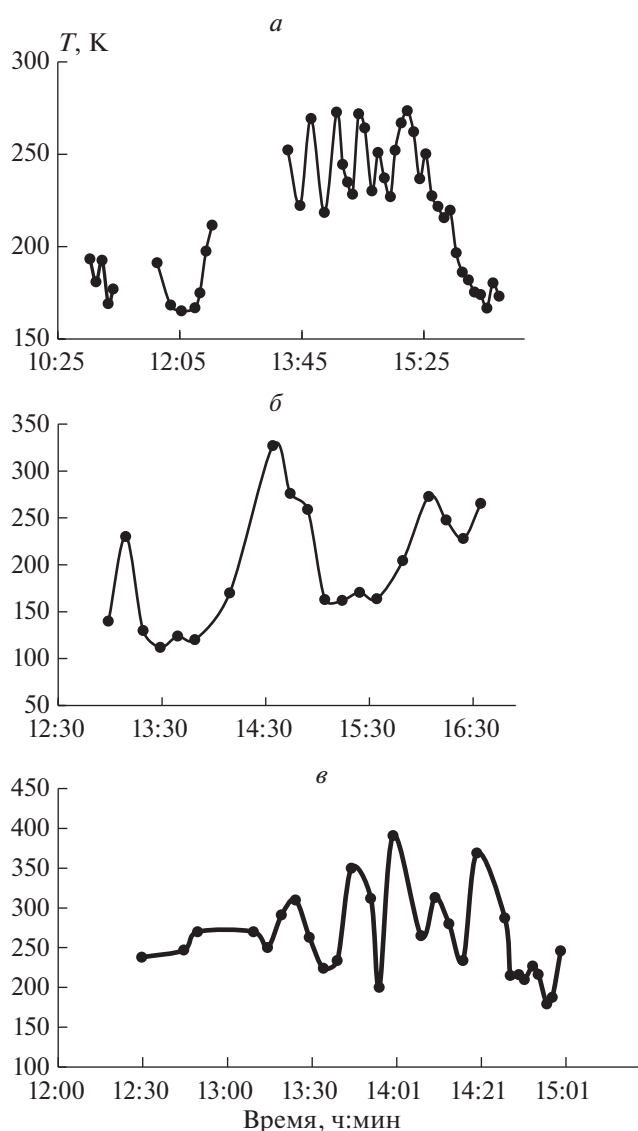
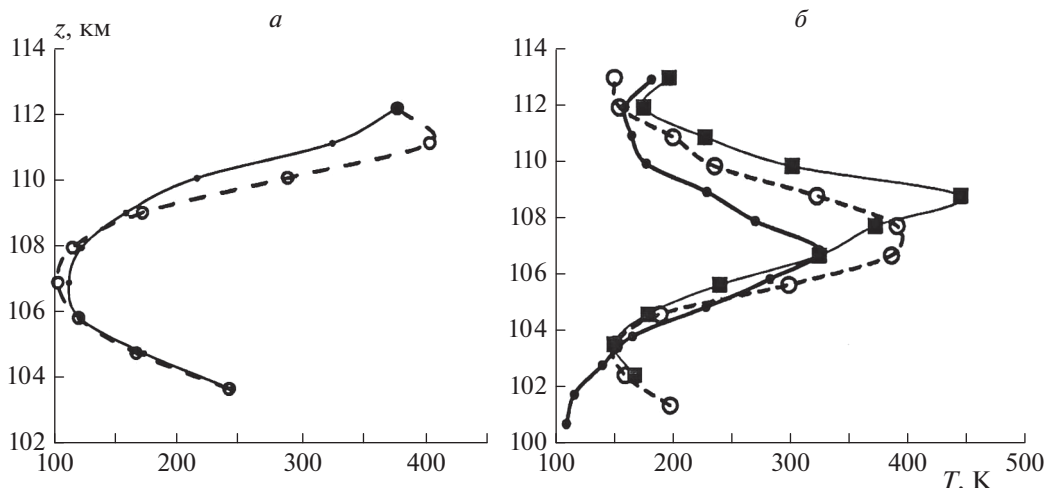


Рис. 3. Временные вариации температуры  $T$ :  $a$  – 15.03.1991,  $z = 102$  км,  $n = 1.9$ ;  $b$  – 24.09.2007,  $z = 100$  км,  $n = 1.8$ ;  $v$  – 7.10.2007,  $z = 108$  км,  $n = 1.9$ .

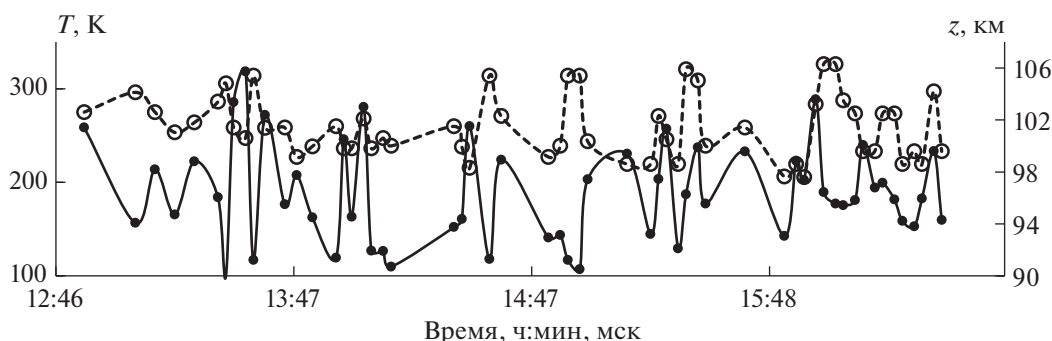
на высотах 105–108 км получен показатель политропы  $n = 2$ .

Из табл. 1 видно, что средняя величина показателя политропы в разные периоды наблюдений находилась в интервале 1.8–2. Исключением был случай (07.04.2004), когда величина  $n$  составляла 1.42–1.62, что близко к значению адиабатического показателя  $\gamma$ . Но в большинстве случаев величина показателя политропы  $n$  в высотном интервале 100–108 км оказалась больше адиабатического показателя  $\gamma$ , что свидетельствует о наличии теплообмена в протекающих здесь процессах, в частности и при развитии неустойчивостей. Приведенные выше данные не дают ответов на вопросы: почему показатель  $n > \gamma$  и откуда приходят тепловые потоки? В частности, теплообмен может быть связан с химическими реакциями начинающейся здесь диссоциации молекул, при которых выделяется тепло. Внутренние гравитационные волны могут приходиться из тех областей, где они возникают, а их горизонтальные скорости обычно гораздо больше вертикальных. В частности, они могут генерироваться в области терминатора и в авроральной зоне. Не располагая данными измерений скоростей горизонтальных движений, мы не можем подтвердить эту точку зрения экспериментально. Другим источником теплообмена может быть развитие и динамической, и конвективной неустойчивостей. Тепловые потоки могли бы возникать вследствие распада ВГВ.

Обычно считается, что диссипация ВГВ происходит ниже уровня турбопаузы, и там происходит передача энергии в окружающую среду, усиливающая турбулентность. Поскольку определить атмосферные параметры данным методом возможно только, начиная с уровня турбопаузы, мы проанализировали величины показателя  $n$  вблизи турбопаузы. В работах [8, 9, 15, 18, 19] показано, что сам уровень турбопаузы имеет волновой



**Рис. 4.** Высотные профили температуры, полученные 07.10.2014: *a* – характерная структура, предшествующая развитию конвективной неустойчивости в 10:55 (кружки) и 11:05 (точки); *b* – высотные профили температуры, иллюстрирующие развитие неустойчивости, величины *T* показаны в 13:10 черными точками, в 13:45 – квадратами и в 14:00 – кружками.



**Рис. 5.** Вариации уровня турбопаузы *z* и температуры на этом уровне 18.09.2010; величины *z* обозначены кружками, а соответствующие значения температуры – черными точками.

характер, т.е. варьируется в высотном интервале 94–106 км. Поэтому на уровне турбопаузы мы можем проанализировать не только значения величины *n* на конкретной высоте, но и его изменение по высоте. На рис. 5 приведен пример изменения высоты турбопаузы и температуры на этом уровне, который 18.09.2010 варьировался в высотном интервале 98–106 км.

В табл. 2 приведены значения показателя политропы *n* вблизи турбопаузы, указаны высотный интервал колебаний уровня турбопаузы, время наблюдений и полученные величины *n* с учетом среднеквадратичной ошибки. Как видно из этой таблицы, в области турбопаузы показатель политропы *n* находится в пределах 1.4–1.6, т.е. оказался близким к адиабатическому показателю  $\gamma$ , и этот результат, на первый взгляд, кажется неожиданным. Однако следует отметить, что оценка вертикального теплового потока, данная в работе [2],

показывает, что вертикальный тепловой поток на высоте 100 км реально невелик, хотя ниже этого уровня он может возрасти, создавая охлаждение вблизи области мезопаузы.

### ОБСУЖДЕНИЕ

Результаты измерений параметров нейтральной атмосферы методом ИПН постоянно показывают наличие пространственно-временных вариаций этих параметров выше турбулентной области. Приведенные данные свидетельствуют о целесообразности учета теплообмена при анализе распространения внутренних гравитационных волн. Формально соотношение  $PV^\gamma = \text{const}$ , полученное при отсутствии теплообмена и традиционно используемое при расчете свойств ВГВ, следует заменить на соотношение  $PV^n = \text{const}$  для политропического процесса с постоянной теплоемкостью. Легко

Таблица 2. Показатель политропы на уровне турбопаузы

Дата	$\Delta z_{urb}$ , км	Время	$n$ (среднее)
07.04.2004	106–108	13:25–14:45	$1.6 \pm 0.1$
04.04.2006	98–105	10:25–15:15	$1.52 \pm 0.07$
24.09.2007	95–99	13:00–16:30	$1.5 \pm 0.1$
23.05.2010	98–100	15:00–17:00	$1.4 \pm 0.1$
18.09.2010	98–106	13:00–16.30	$1.54 \pm 0.04$
09.10.2012	98–108	15:00–17:00	$1.5 \pm 0.12$
02.09.2014	95–102	17:40–19:30	$1.41 \pm 0.08$
07.10.2014	102–107	10:40–16:00	$1.49 \pm 0.08$
12.08.2015	98–104	18:15–19:20	$1.54 \pm 0.1$

получить, что для начальной равновесной модели изотермической атмосферы акустико-гравитационные волны в условиях политропической связи давления  $p$  и плотности  $P\rho^{-n} = \text{const}$  подчиняются уравнению

$$\omega^4 - \omega^2 C_{s1}^2 (k_{\perp}^2 + k_z^2 + k_0^2) + C_{s1}^2 \omega_{g1}^2 k_z^2 = 0, \quad (6)$$

где  $\omega$  – частота волны,  $C_{s1}^2 = nP_0/\rho_0 = nRT/\mu$  – квадрат скорости звука ( $R$  – универсальная газовая постоянная,  $\mu$  – молярная масса воздуха),  $k_z = 2\pi/\lambda_z$ ,  $k_{\perp} = 2\pi/\lambda_{\perp}$ ,  $\lambda_z$  и  $\lambda_{\perp}$  – вертикальная и горизонтальная длины волны,  $k_0 = 2\pi/\lambda_0 = 1/2H$ . Тогда частота Вэйсяля–Брента при  $n > 1$  выражается формулой

$$\omega_{g1} = \sqrt{(n-1)g}/C_{s1}. \quad (7)$$

Поляризационные соотношения для закона Пуассона  $PV^n = \text{const}$  приведены в работе [20]. А для политропической связи давления и плотности их следует изменить путем подстановки показателя политропы  $n$  вместо  $\gamma = C_p/C_v$ . В этом случае для  $n = 2$  скорость звука увеличится примерно в 1.2 раза, а частота Вэйсяля–Брента  $\omega_{g1}$  превысит  $\omega_g$  в 1.3 раза.

## ЗАКЛЮЧЕНИЕ

С использованием измеренных методом искусственных периодических неоднородностей величин параметров нейтральной атмосферы были получены значения показателя  $n$  в нижней термосфере для политропического процесса  $PV^n = \text{const}$ , когда постоянна только теплоемкость. Показано, что выше турбопаузы  $n \approx 1.8$ –2. Тот факт, что выше турбопаузы показатель политропы  $n$  больше адиабатического показателя  $\gamma$ , свидетельствует о значительной роли теплообмена выше уровня турбопаузы в процессах с временными масштабами 15–30 мин, связанных, возможно, с горизонтальными движениями.

Исследования поддержаны грантом Российского фонда фундаментальных исследований № 18-05-00293 и грантом Российского научного фонда № 20-17-00050.

## СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *States R.J., Gardner C.S.* // J. Atmos. Sci. 1999. V. 57. P. 66.
2. *Gardner C.S., Zhao Yu, Liu A.Z.* // J. Atmos. Sol.-Terr. Phys. 2002. V. 64. P. 923.
3. *Шефов Н.Н., Семенов А.И., Хомич В.Ю.* Излучение верхней атмосферы – индикатор ее структуры и динамики. М.: Геос, 2006.
4. *Schöch A., Baumgarten G., Fiedler J.* // Ann. Geophys. 2008. V. 26. P. 1681; <https://doi.org/10.5194/angeo-26-1681-2008>
5. *She C.Y., Chen S., Hu Z. et al.* // Geophys. Res. Lett. 2000. V. 27. № 20. P. 3289.
6. *Remsberg E., Lingenfelter G., Harvey V.L. et al.* // J. Geophys. Res. 2003. V. 108(D20). P. 4628; <https://doi.org/10.1029/2003JD003720>
7. *Mertens C.J., Schmidlin F.J., Goldberg R.A. et al.* // Geophys. Res. Lett. 2004. V. 31. P. L03105; <https://doi.org/10.1029/2003GL018605>
8. *Offermann D., Jarisch M., Schmidt H. et al.* // J. Atmos. Sol.-Terr. Phys. 2007. V. 69. P. 2139; <https://doi.org/10.1016/j.jastp.2007.05.012>
9. *John S.R., Kumar K.K.* // J. Geophys. Res. 2012. V. 117. P. A10310; <https://doi.org/10.1029/2012JA018172>
10. *Косцов В.С., Тимофеев Ю.М.* // Изв. РАН. Физика атмосферы и океана. 2001. Т. 37. № 6. С. 801.
11. *Косцов В.С., Тимофеев Ю.М.* // Там же. 2005. Т. 41. № 6. С. 1.
12. *Szewczyk A., Strelnikov B., Rapp M. et al.* // Ann. Geophys. 2013. V. 31. P. 775; <https://doi.org/10.5194/angeo-31-775-2013>
13. *Беликович В.В., Бенедиктов Е.А., Толмачева А.В., Бахметьева Н.В.* Исследование ионосферы с помощью искусственных периодических неоднородностей. Н. Новгород: ИПФ РАН, 1999.
14. *Tolmacheva A.V., Bakhmetieva N.V., Grigoriev G.I., Kalinina E.E.* // Adv. Space Res. 2015. V. 56. P. 1185.
15. *Tolmacheva A.V., Bakhmetieva N.V., Grigoriev G.I., Egerev M.N.* // Adv. Space Res. 2019. V. 64. P. 1968; <https://doi.org/10.1016/j.asr.2019.05.002>
16. *Толмачева А.В., Беликович В.В., Калинина Е.Е.* // Геомагнетизм и аэрономия. 2009. Т. 49. № 2. С. 254.
17. *Бахметьева Н.В., Бубукина В.Н., Вяхирев В.Д. и др.* // Хим. физика. 2017. Т. 36. № 12. С. 44.
18. *Bakhmetieva N.V., Grigoriev G.I., Tolmacheva A.V., Zhetysakov I.N.* // Atmosphere. 2019. V. 10. P. 450; <https://doi.org/10.3390/atmos10080450>
19. *Бахметьева Н.В., Григорьев Г.И., Толмачева А.В., Калинина Е.Е.* // Хим. физика. 2018. Т. 37. № 5. С. 19.
20. *Беликович В.В., Григорьев Г.И.* // Изв. вузов. Радиофизика. 1987. Т. 30. № 3. С. 347.