

ГЕНЕРАЦИЯ ВОЛНОВЫХ ВОЗМУЩЕНИЙ В СИСТЕМЕ О. БАЙКАЛ–ТУНКИНСКАЯ ДОЛИНА

О.П. Попова, Ю.С. Рыбнов, В.А. Харламов

Институт динамики геосфер РАН, г. Москва

Приводятся данные натурных измерений акустико-гравитационных волн в системе о. Байкал–Тункинская долина. Анализ проведенных измерений показал, что район является зоной резких градиентов метеорологических величин формирующих местную погоду. Установлено, что основными факторами, определяющими инфразвуковой фон в Тункинской долине, являются циклоническая деятельность и сопряженные в единую циркуляционную ячейку бризовая и горно-долинная циркуляции. Рассмотрен механизм распространения микробаром вдоль земной поверхности и вертикально вверх. Исследованы волновые возмущения, обусловленные орографией местности.

Введение

В настоящей статье приводятся результаты измерений акустико-гравитационных волн (АГВ), вызванных циклонической деятельностью в районе о. Байкал и горно-долинной циркуляцией в Тункинской долине. Измерения проводились на базе геофизической станции ИСЗФ «Торы», расположенной в восточной части долины, в августе 2009 и июле 2010 гг. Сама долина ограничена с севера и юга горными хребтами протяженностью 100–150 км, которые смыкаются на востоке и западе. Высота гор колеблется от 600 до 1200 м.

Для проведения наблюдений использовалась акустическая станция, предназначенная для проведения измерений в полевых условиях [28]. Станция состоит из четырех микробарометров. Три микробарометра размещались на местности в виде треугольника, а четвертый был установлен внутри. Технические характеристики станции:

- частотный диапазон: 0,001...10 Гц;
- динамический диапазон: 0,05...200 Па;
- разнос микробарометров до 200 м.

Проведенные исследования показали, что вклад в уровень инфразвукового фона, кроме ветровой турбулентности, вносят некоторые природные источники АГВ. Для системы о. Байкал–Тункинская долина было выделено три таких источника:

- регулярные (орографический инфразвук или волны с гор);
- квазирегулярные (фронтальные циклоны и бризово-долинная циркуляция);
- достаточно редкие (микробаромы).

АГВ орографической природы

Анализ экспериментальных данных показал, что в общий уровень фона кроме ветровой турбулентности существенный вклад вносят синхронные низкочас-

тотные колебания давления (см. рис. 1). Частотный диапазон сигналов равен $\approx 0,003 \div 0,0066$ Гц (или $2,5 \div 5,7$ мин), амплитуда $1 \div 5$ Па, а скорость распространения находилась в диапазоне $4 \div 50$ м/с. Пример синхронных низкочастотных колебаний показан на рис. 2.

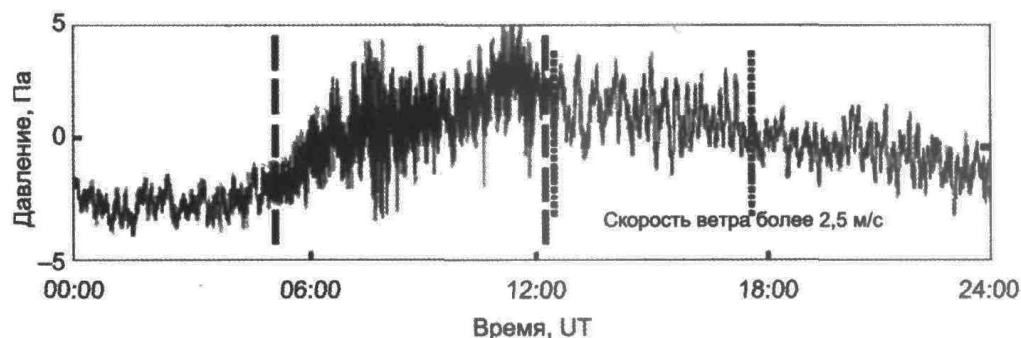


Рис. 1. Пример регистрации шума (---) и низкочастотных колебаний (.....).

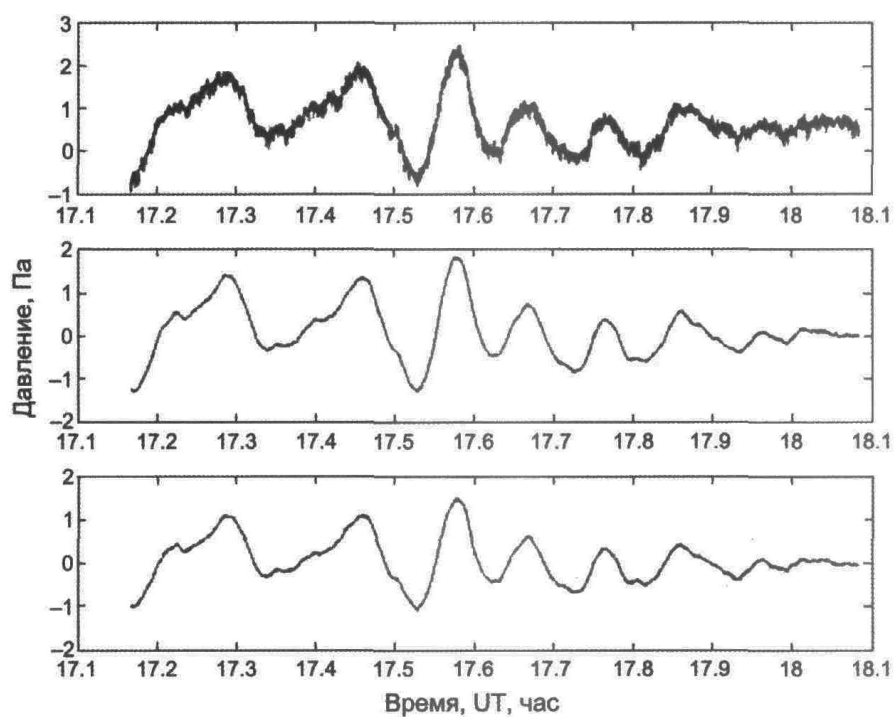


Рис. 2. АГВ орографической природы.

Характер изменчивости периода и амплитуды колебаний указывает на то, что возможным источником наблюдаемых колебаний могут быть горные подветренные волны. Горные подветренные волны формируются при обтекании воздушным потоком горных препятствий, горизонтальные размеры которых соизмеримы с длиной волны [11]. Это так называемые «волны с гор» или орографический инфра-

звук. Для горной гряды в форме полуцилиндра период колебаний можно оценить по эмпирической зависимости

$$T \approx \frac{\Delta P \cdot b}{U} \left(1 - \left(\frac{1}{2} \right)^{2 \frac{b^2 - a^2}{b^2}} \right),$$

где a – высота горной гряды; b – полуширина горной гряды; U – скорость ветра; ΔP – амплитуда волны. Задавая значения: U от 5÷10 м/с; $b = 1500$ м; $a = 600 \div 1200$ м и $\Delta P = 1 \div 5$ Па получаем характерный период колебаний равный $100 \text{ с} < T < 580 \text{ с}$, что соответствует наблюдаемым значениям.

По наблюдениям за подветренными волнами было получено эмпирическое соотношение для длин волн [20]

$$\lambda \approx 7,5 \cdot r_z \cdot q^{-0,72} \exp(-0,178 \cdot q),$$

где $q = \frac{r_z \cdot \omega_g}{U}$ – безразмерный параметр, r_z – радиус полусферической горы, $\omega_g = \sqrt{\frac{g}{T} (\gamma_a - \gamma_p)}$ – частота Брента-Вайсяля или частота резонанса для смещенного объема воздуха внутри атмосферы [35], $\gamma_a = 0,9757 \cdot 10^{-2} \text{ } ^\circ\text{C/м}$ – сухоадиабатический градиент температуры воздуха, γ_p – реальный градиент температуры.

Расчеты показывают хорошее совпадение с экспериментальными данными по длинам волн, что подтверждает орографический характер наблюдаемых колебаний.

АГВ от фронтальных циклонов

Как известно [35], прохождение фронта (см. рис. 3) сопровождается резко меняющейся погодой со шквалами, грозами, ливнями и т. д. На фронтах, разделяющих воздушные массы, возникают мощные завихрения воздуха – циклоны. Циклоны представляют собой области пониженного атмосферного давления, в которых самое низкое давление наблюдается в центре (циклоническая депрессия), а к периферии оно возрастает. Характерным признаком приближения циклонического фронта является медленное понижение давления.

Для выявления циклонических фронтов использовались данные регистрации метеостанции «Vantage-Pro2», установленной в п. Торы. Метеостанция позволяет измерять: скорость и направление ветра, атмосферное давление, температуру воздуха, его относительную влажность и т. д. Кроме того, использовались данные с метеостанций, расположенных в Иркутске, Улан-Удэ, Байкальске и Ангарске. Основными критериями выделения были: характерный ход атмосферного давления и температуры.

Прохождение центральной части циклонической депрессии сопровождается интенсивными низкочастотными колебаниями давления. Амплитуда колебаний может достигать 150÷200 Па. Если после прохождения центральной части циклона была грозовая активность, то наблюдался шквалистый ветер порывами до ≈12 м/с. После прохождения циклона ветровая активность спадает, и остаются осцилляции

давления турбулентного происхождения [15, 21]. На рис. 4 приведена запись циклона с сильной грозой, зарегистрированного акустической станцией в п. Торы.

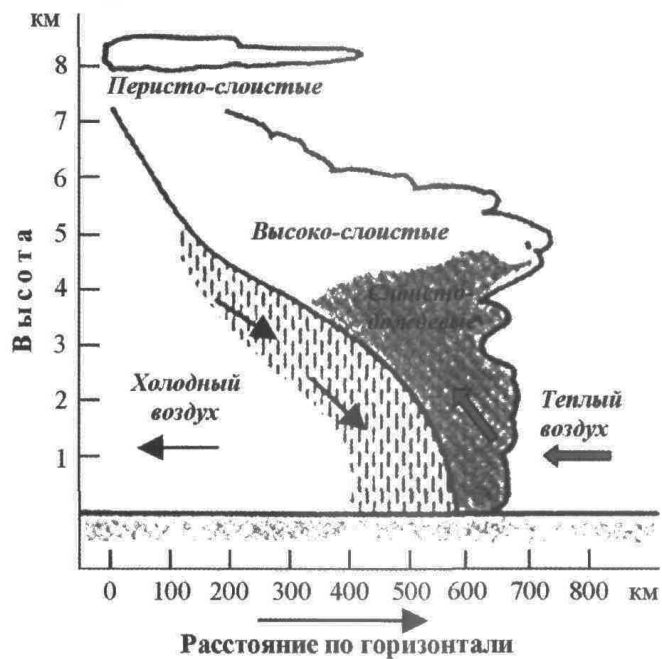


Рис. 3. Схема фронтального циклона.

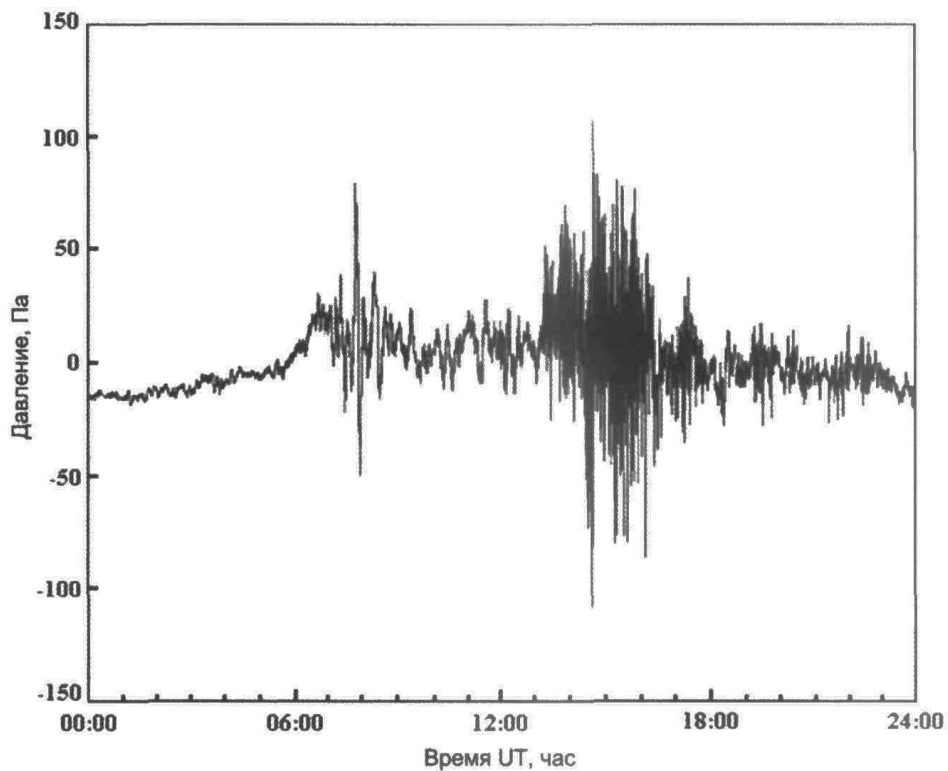


Рис. 4. Низкочастотные колебания давления при прохождении циклона.

Необходимо отметить, что аналогичная картина наблюдается и в средней полосе при регистрации фронтальных гроз в ГФО «Михнево» [28]. Согласно этим исследованиям, если приближение зоны циклонической депрессии сопровождается грозовой активностью, то, за несколько десятков минут до ее прихода, наблюдаются низкочастотные колебания давления, которые проявляются в виде одного или нескольких цугов. Источником таких колебаний в равнинных условиях являются вертикальные движения верхней кромки грозового облака [2]. Энергия колебаний достигает величины $\approx 3 \cdot 10^{10}$ Дж и они могут распространяться на большие расстояния. Скорость распространения таких волн, как показано в [12, 13], составляет $\approx 30 \div 50$ м/с при средней скорости движения грозового фронта $\approx 8 \div 10$ м/с (см. рис. 5). Данное обстоятельство часто служит индикатором приближающегося грозового фронта.

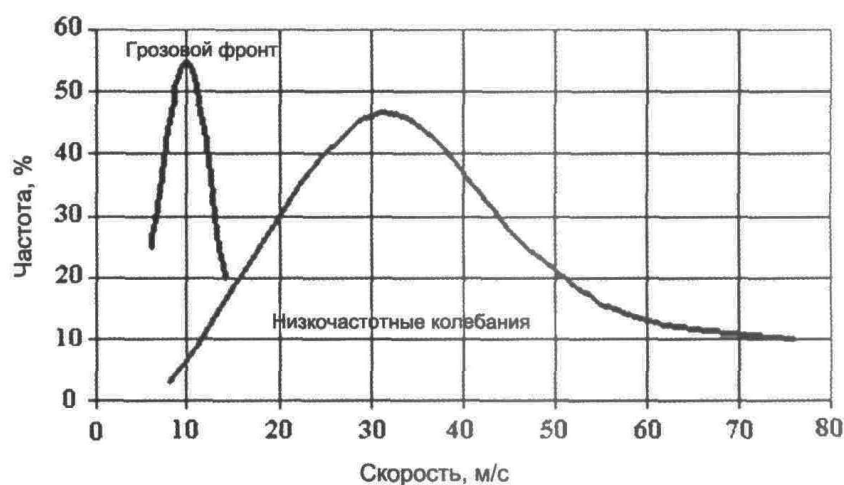


Рис. 5. Распределения вероятных скоростей.

Необходимо отметить следующее. Если в равнинных условиях источником таких колебаний являются вертикальные движения верхней кромки грозового облака [2], то в Тункинской долине еще и горные препятствия на пути циклона. Аналогичные результаты получены в [20].

АГВ, обусловленные бризово-долинной циркуляцией

Иногда низкочастотные колебания наблюдались и в ночные часы, когда ветер спадал, и уровень турбулентного фона уменьшался. Пример суточной записи, когда были зарегистрированы низкочастотные колебания, приведен на рис. 6. На том же рисунке показаны суточные вариации скорости ветра.

На рис. 7 приведен пример записи выделенных низкочастотных колебаний обусловленных бризово-долинной циркуляцией. Практически все колебания имеют два диапазона азимутов прихода: $310 \div 350^\circ$ и $90 \div 170^\circ$. То есть колебания идут от ближайших горных хребтов Тункинской долины, причем большинство с северного хребта.

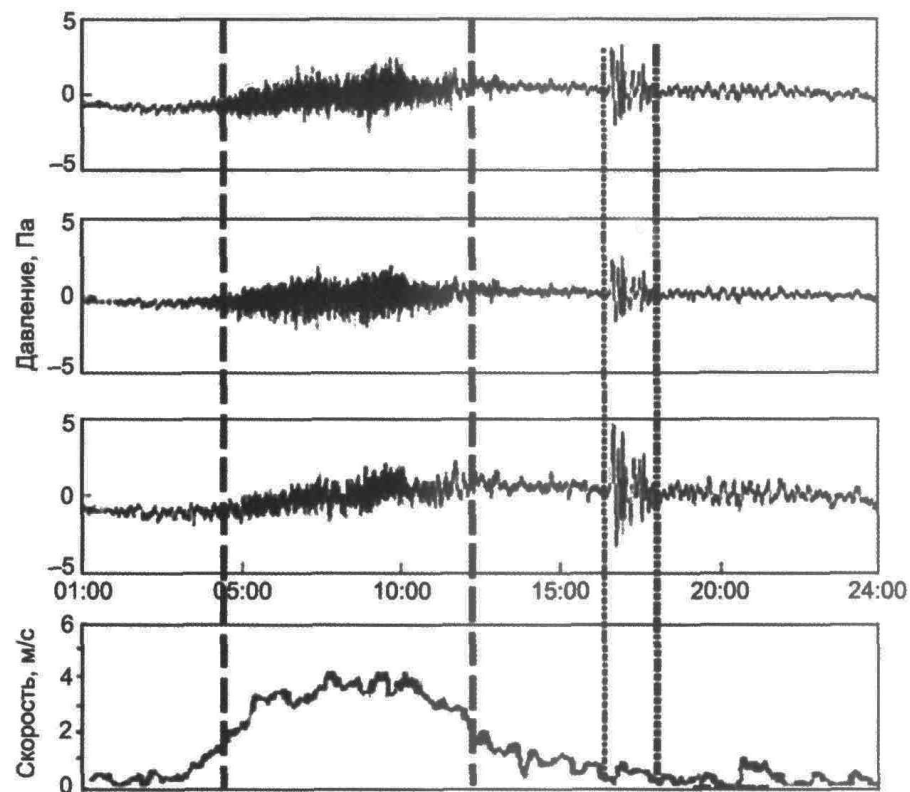


Рис. 6. Колебания давления, зарегистрированные акустической станцией, и вариации скорости ветра при бризово-долинной циркуляции (время UT).
(----) – времена интенсивного турбулентного фона; (.....) – времена низкочастотных колебаний.

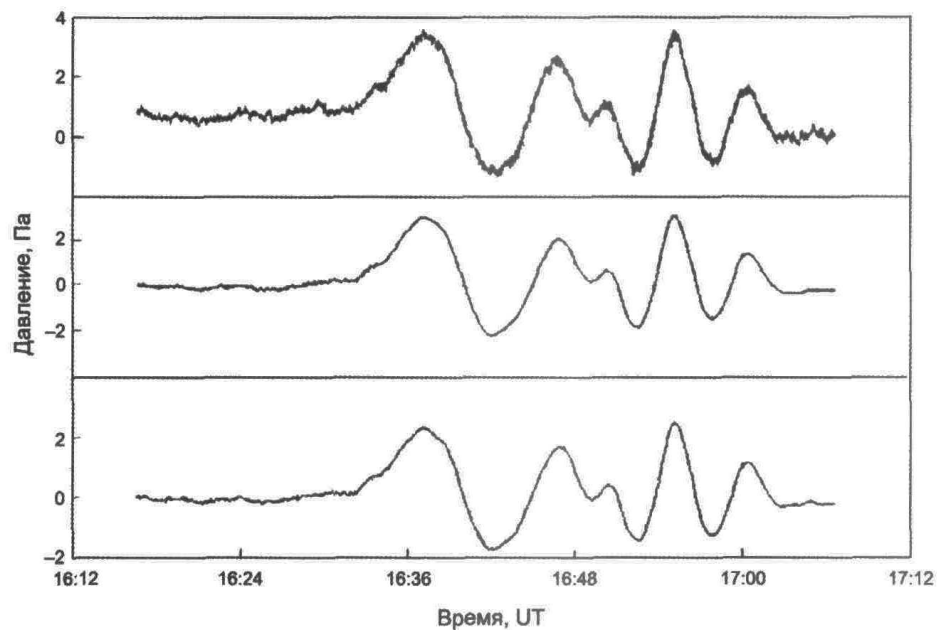


Рис. 7. Синхронные низкочастотные колебания, зарегистрированные в ночные часы.

Источником зарегистрированных низкочастотных колебаний является стекание холодного воздуха с горных хребтов в долину [1, 44]. Ночью «порция» холодного воздуха достигает хребта и под влиянием силы тяжести в некоторый момент начинает стекать вниз и происходит адиабатическое нагревание стекающего воздуха. Из уравнения Пуассона или уравнения «сухой адиабаты» имеем [35]

$$\frac{T}{T_0} = \left(\frac{P}{P_0} \right)^{R/C_p},$$

где T, P и T_0, P_0 – температура и давление на заданных высотах, $R/C_p \approx 0,288$.

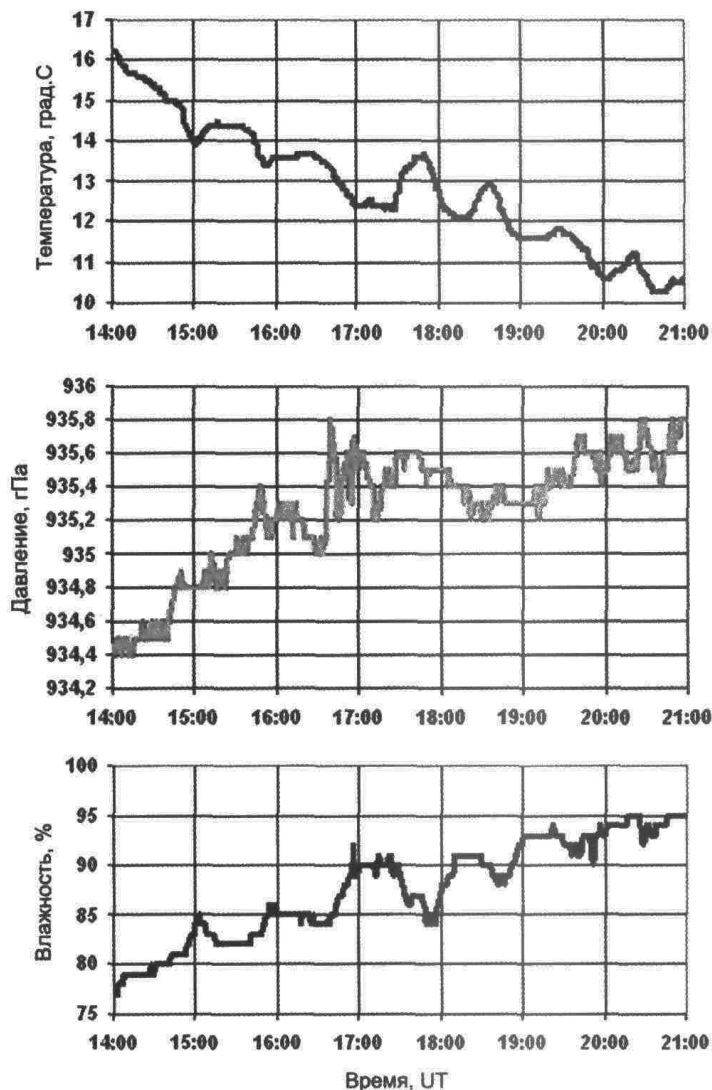


Рис. 8. Вариации метеопараметров 11 июля в п. Торы.

В результате, достигая днища долины, воздух имеет температуру, на несколько градусов превышающую температуру окружающей среды и становится более легким и влажным. Данное явление хорошо видно на записях колебаний температуры, влажности и давления в приземном слое атмосферы 11 июля (см. рис. 8).

В среднем наблюдалось повышение в ночные часы температуры воздуха на 1–1,9 °С и влажности на 5–8%. Повышение температуры продолжалось циклами продолжительностью 0,5–1 ч на фоне общего ночного снижения температуры в среднем на 5÷7 °С.

Основным фактором, определяющим движение воздушных масс в сторону долины, является разница температуры водной поверхности о. Байкал и температуры земли [1]. Кроме того, для распространения воздушных масс в глубь суши на большие расстояния необходим мощный тепловой поток [1, 23]. Основными параметрами потока являются температурный градиент и время его существования. Другим условием продвижения воздуха в глубь долины является отсутствие общего переноса воздуха, вызванного прохождением атмосферных фронтов, циклонов или сильных местных ветров [1].

Анализ метеоданных показывает, что в дни, когда наблюдались колебания, скорость ветра была меньше 1 м/с, а тепловой поток превышал некоторый уровень. В остальные дни данные условия не соблюдались и колебания не наблюдались.

Следует отметить, что подобные данные получены при исследованиях горно-долинной циркуляции северных склонов и предгорий Тянь-Шаня [8], Ангренской и Азау долин в Узбекистане [6; 23], Маркотхского хребта на Черноморском побережье Кавказа [1].

АГВ от микробаром

Большие водные акватории, к которым можно отнести озеро Байкал, при наличии сильного ветра, генерируют непрерывные звуковые волны, называемые микробаромами. Микробаромы, как источник инфразвука впервые были обнаружены в 1939 г. Гутенбергом и Бениофом [36, 38]. Они сделали вывод, что наблюдаемые колебания, представляющие звуковые волны квазисинусоидальной формы связаны с высокими морскими волнами. Спектральный анализ микробаром показал их прямую зависимость – характерная частота микробаром примерно в 2 раза выше частоты максимума спектра морских волн. Микробаромы имеют период от 2 до 10 секунд, а их амплитуда колеблется от долей до единиц Паскаля.

Механизм генерации микробаром сейчас хорошо изучен и связан с образованием стоячих волн на границе «водная поверхность – циклон» [18, 19, 39, 40]. Такие колебания могут быть уподоблены поршню, совершающему возвратно-поступательные движения. Поднимаясь вверх, они образуют микробаромы, вниз – микросейсмы на дне (см. рис. 9). Колебания, вызванные стоячими волнами, когерентны (синфазны).

При распространении микробаром вдоль поверхности значительную роль играет температурная и ветровая стратификация атмосферы. В работе [4] показано, что для регистрации микробаром в приземном слое атмосферы должны выполняться два условия:

- направление ветра должно совпадать с направлением «источник-пункт наблюдения»;
- наличие положительного градиента температуры по высоте атмосферы.

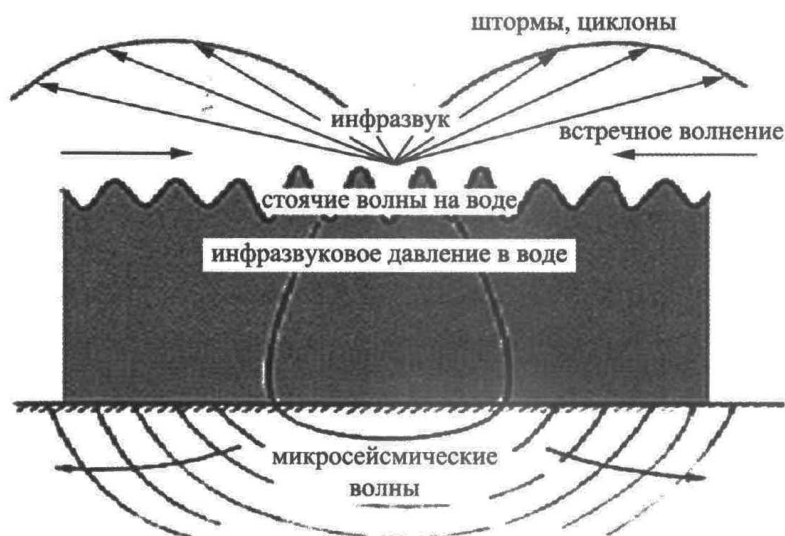


Рис. 9. Микробаромы, возникающие от стоячих волн на воде.

Результаты измерений

05 августа 2009 г., когда над акваторией Байкала проходил циклон, были зарегистрированы инфразвуковые колебания с частотами характерными для микробаром (см. рис. 10). За все время прохождения циклона ветер дул со стороны о. Байкал.

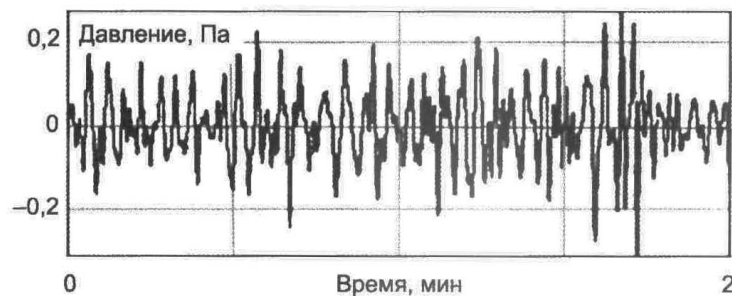


Рис. 10. Фрагменты записи инфразвуковых колебаний, вызванных микробаромами.

Продвижение циклона и усиление ветра смещало максимум спектра в область более низких частот при одновременном увеличении его интенсивности. Приблизительно за 2 часа пик плавно сместился до частот $\approx 0,35 \pm 0,4$ Гц (см. рис. 11). Следующие 4 часа наблюдалось стабильное положение пика на этих частотах.

Анализ полученных данных показал, что прохождение циклона привело к возникновению микробаром над акваторией озера Байкал. Были зафиксированы синхронные вариации уровня инфразвука в частотном диапазоне микробаром и сопоставлены с метеоданными.

Установлено, что распространение микробаром в сторону геофизической станции определялось, в основном, направлением ветра.

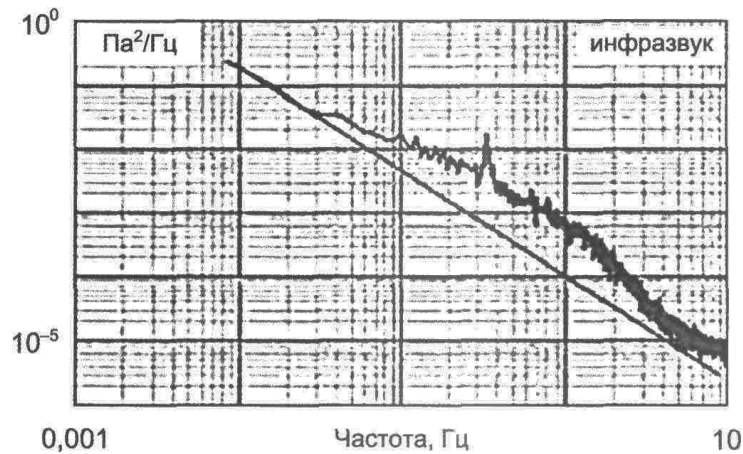


Рис. 11. Частотные спектры инфразвуковых колебаний давления при развитии волнения.

Оценка параметров поверхностных волн

Как известно [3] поверхностные волны с частотой f излучают инфразвуковую волну частоты $2f$. Максимум излучения соответствует частоте поверхностных волн равной

$$f_{\max}(\text{Гц}) = \frac{\sqrt{2}}{3\pi} \frac{g}{V},$$

g – ускорение свободного падения; V – скорость ветра.

В нашем случае, частота зарегистрированных микробаром была равна $\approx 0,35 \div 0,4$ Гц, что соответствует частоте поверхностных волн $\approx 0,175 \div 0,2$ Гц или периоду $\approx 5 \div 5,7$ сек. Следовательно, скорость ветра была равна $\approx 7,4 \div 8,4$ м/с. Для оценки амплитуды волны A_B воспользуемся зависимостью [3]

$$A_B = \sqrt{\frac{Mg^2}{8\omega^9} \exp\left(-\frac{2g^2}{\omega^2 V^2}\right)},$$

где $\omega = 2\pi \cdot f_{\max}$; $M \approx 3,05 \text{ м}^2/\text{с}^5$. Амплитуда поверхностной волны равна $\approx 0,8 \div 1,28$ м.

Оценим параметры волн по рекомендациям Государственного океанографического института и Гидрометцентра РФ. Из рекомендаций следует, что для приведенных выше значений скоростей ветра и периодов волн, высота волны (расстояние между наивысшей точкой гребня и наинизшей точкой ложбины волны) находится в диапазоне $\approx 1,5 \div 1,9$ м. Соответственно, амплитуда будет равна $\approx 0,75 \div 0,95$ м. Приближенная длина волн будет равна 50 м. Для дальнейших оценок примем следующие усредненные параметры волн и ветра: амплитуда – 0,95 м, частота – 0,187 Гц, длина – 50 м.

Оценка амплитуды микробаром в источнике

Интенсивность микробаром, возбуждаемых когерентными колебаниями водной поверхности, можно оценить из выражения, приведенного в [4]:

$$\Delta P = \frac{5}{4} \gamma P_0 (A_B \cdot K)^2 S^{1/2},$$

где: A_B – амплитуда поверхностных волн; $P_0 = 10^5$ Па – атмосферное давление; K – волновой вектор поверхностной волны; S – коэффициент стоячности волн.

Для гравитационных поверхностных волн, поверхностным натяжением можно пренебречь, и тогда из уравнения [3]

$$\frac{dK}{d\omega} = \frac{2\omega}{g},$$

имеем $K = \omega^2/g$. В соответствии с [7] $S \approx 0,2 \div 0,4$, то амплитуда инфразвуковой волны в источнике окажется равной $\approx 2,7 \div 3,9$ Па.

Существует и другой подход к оценке амплитуд микробаром. Так, в работе [3] рассмотрена следующая модель генерации микробаром. Задается, что циклоническая депрессия является распределенным источником инфразвука и состоит из совокупности множества некогерентных друг с другом излучателей, расположенных на площади размером L^2 . При этом, характерный размер $L \approx 30$ км $\gg \lambda$ – длины звуковой волны [41]. В этом случае давление в инфразвуковой волне одного излучателя можно оценить как

$$\Delta P = \rho_{\text{возд}} C_{\text{зв}} V_{\text{волн}},$$

где: $\rho_{\text{возд}}$ – плотность воздуха; $C_{\text{зв}}$ – скорость звука в воздухе; $V_{\text{волн}}$ – скорость движения частиц в волне. Из простых физических соображений скорость равна отношению:

$$V_{\text{волн}} \approx \frac{A_B}{\sqrt{2} \cdot T}$$

и $\Delta P \approx 45,7$ Па. Для n некогерентных излучателей $\Delta P_n \approx \sqrt{\Delta P} \approx 6,7$ Па.

Наблюдается хорошее совпадение оценок. В дальнейших расчетах можно использовать полученные оценки: амплитуда микробаром лежит в диапазоне $\approx 2,7 \div 6,7$ Па, при среднем значении $\approx 4,7$ Па.

Распространение микробаром вдоль поверхности земли

Распространение микробаром в атмосфере на большие расстояния вызвано определенной стратификацией температуры и скорости ветра по высоте атмосферы. Физическая основа подобного явления это рефракция звуковых лучей в неоднородно стратифицированной атмосфере, когда звуковые лучи от источника способны на определенном расстоянии поворачивать к земной поверхности, уменьшая, таким образом, естественную расходимость [11]. Высоты поворота расположены в областях увеличения эффективной скорости звука (скорость звука плюс ветер в направлении источник – приемник) с высотой. Обычно это область высот 30–60 км. В этом случае на значительном расстоянии от источника возможна регистрация инфразвука, испытавшего многократное отражение от границ волновода.

Для расчета траекторий инфразвуковых лучей в атмосфере используется метод геометрической акустики. Угол наклона α в каждой точке траектории определяется из закона преломления (Снеллиуса)

$$\frac{C_z}{C_0} = \frac{\cos \alpha_z}{\cos \alpha_0},$$

где α_0 – начальный угол траектории; C_0 – скорость звука на высоте источника; C_z – скорость звука плюс проекция скорости ветра в направлении распространения волны на высоте z . Уравнение луча имеет вид

$$x = \cos \alpha_0 \int_{z_0}^z \frac{dz}{\sqrt{\left(\frac{C_0}{C_z}\right)^2 - \cos^2 \alpha_0}}.$$

На рис. 12 приведены рассчитанные лучевые траектории распространения микробаром.

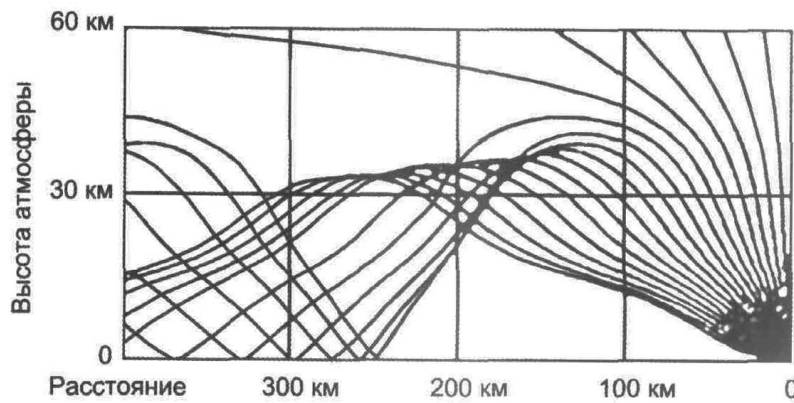


Рис. 12. Лучевые траектории распространения микробаром.

Из рисунка следует, что центральная часть циклонической депрессии была расположена на расстоянии $\approx 250 \div 350$ км от п. Торы, где велись наблюдения. Это соответствует данным о прохождении циклона.

Оценка амплитуды микробаром в п. Торы

Для оценки амплитуды рассмотрим поток энергии, излучаемый в диапазоне углов $\Delta\alpha$ относительно поверхности земли. Акустическая энергия, излучаемая в интервале $\Delta\alpha$ равна [5]

$$\begin{aligned} E_0^{\Delta\alpha} &\approx \frac{1}{Z_{\text{ср}}} \int_{-\infty}^{\infty} \Delta P_n^2 dt \times 2\pi \cdot L^2 [\sin(\alpha + \Delta\alpha) - \sin \alpha] \\ &\approx \frac{\Delta P_n^2}{2Z_{\text{ср}}} \pi \cdot L^2 \Delta\alpha [\sin(\alpha + \Delta\alpha) - \sin \alpha] \times \tau_{\text{ген}}, \end{aligned}$$

где: $Z_{\text{ср}} = \rho_{\text{возд}} C_{\text{зв}}$ – акустическое сопротивление среды; L – характерный размер области генерации; $\tau_{\text{ген}}$ – время генерации.

Акустическая энергия на расстоянии R от источника, при распространении инфразвука в приземном волноводе глубины h , равна [5].

$$E_R^h \approx P_{\text{рег}}^2 \frac{\pi}{Z_{\text{ср}}} \cdot R \cdot h \cdot \tau_{\text{рег}},$$

где: $P_{\text{рег}}$ – амплитуда зарегистрированных колебаний; $\tau_{\text{рег}}$ – время регистрации.

Из условия сохранения энергии инфразвуковых волн при распространении в отсутствии диссипации $E_R^h \approx E_0^{\Delta\alpha}$ и $\tau_{\text{рег}} = \tau_{\text{ген}}$, получим

$$P_{\text{рег}} \approx \Delta P_n L \left\{ \frac{\Delta\alpha [\sin(\alpha + \Delta\alpha) - \sin \alpha]}{2R \cdot h} \right\}^{1/2}.$$

Расчет лучевых траекторий показал, что начальный угол наклона (выхода из источника) находился в диапазоне $\approx 1 \div 19^\circ$, а высота отражения была равна $\approx 38 \div 47$ км. При условии, что характерный размер области излучения $L \approx 30$ км и с учетом косинусоидальной диаграммы направленности [3, 41], получим $P_{\text{рег}} \approx 0,09 \div 0,21$ Па. Наблюдается хорошее совпадение оценок с результатами регистрации. Так амплитуда зарегистрированных в п. Торы микробаром находилась в диапазоне $\approx 0,06 \div 0,3$ Па.

Полная энергия акустической эмиссии при излучении в полусферу равна [14]

$$E_0^{\Delta\alpha} \approx \frac{4\pi \cdot \Delta P_n^2}{\rho_{\text{возд}} C_{\text{зв}}} \cdot L^2 \cdot \tau_{\text{ген}} \approx 10^{13} \text{ Дж.}$$

С другой стороны, плотность потока акустической энергии в плоской волне равна [22]

$$E = \rho_{\text{возд}} C_{\text{зв}} V_{\text{волн}}^2$$

а полная энергия излучения будет равна

$$E_{\text{изл}} = E \cdot L^2 \approx 10^{11} \text{ Дж.}$$

Поэтому можно считать, что полная энергия излучения микробаром равна $\approx 10^{11} \div 10^{13}$ Дж в зависимости от мощности циклона. При средней энергии циклона равной $\approx 10^{17}$ Дж [35] к.п.д. излучение не превышает 0,01%.

Распространение микробаром от стоячих волн вверх

Распространение инфразвукового возмущения от волнения на поверхности о. Байкал вверх можно рассматривать как распространение волнового пучка. Волновые пучки создаются источниками конечных размеров и характеризуются выделенным направлением распространения волны. Основное отличие волнового пучка от плоской волны обусловлено конечностью размера излучателя и связано с дифракцией, приводящей к расходимости пучка. При этом рефракция дифрагирующих лучей, как правило, не учитывается. Кроме того, распространение волнового пучка подвержено влиянию нелинейных эффектов. Нелинейные эффекты для акустических волн обусловлены нелинейностью уравнений гидродинамики, а также нелинейными свойствами среды, то есть зависимостью отклика среды от амплитуды волны [27].

К настоящему времени методы описания интенсивных акустических пучков довольно хорошо разработаны. Базовым уравнением здесь является уравнение Хохлова–Заболотской [27].

В безразмерных переменных уравнение Хохлова-Заболотской для скорости движения частиц имеет вид [33]:

$$\frac{\partial}{\partial \theta} \left[\frac{\partial u}{\partial \sigma} - \left(\frac{\bar{\rho}_0}{\bar{\rho}} \right)^{1/2} u \frac{\partial u}{\partial \theta} \right] = \frac{N}{4} \left(\frac{\partial^2 u}{\partial \xi^2} + \frac{1}{\xi} \frac{\partial u}{\partial \xi} \right),$$

где $N = \frac{1}{2\pi^2 \epsilon \mu} (\lambda/r_0)^2$, $u = \frac{v_z}{v_0} \left(\frac{\bar{\rho}}{\bar{\rho}_0} \right)^{1/2}$, $\sigma = 2\pi \epsilon \int_0^x \frac{\mu}{\lambda} dz$, $\xi = \frac{r}{r_0}$, $\theta = \omega \tau$, ϵ – параметр акустической нелинейности среды, $\epsilon = (\gamma + 1)/2$. Для воздуха можно принять $\gamma = 1,4$ и $\epsilon \sim 1,2$, а $\mu \approx v_0/C_0$, v_0 – амплитуда колебательной скорости вблизи излучателя.

Правая часть уравнения описывает дифракционные эффекты, второе слагаемое в левой части – нелинейные эффекты. Общего аналитического решения уравнения не существует, поэтому для оценки поведения нелинейных пучков приходится обращаться к численным методам.

Относительное влияние дифракционных и нелинейных эффектов на распространение пучка можно охарактеризовать с помощью параметра N [33]. Если $N \gg 1$, то дифракционные эффекты преобладают над нелинейными, а, если $N < 1$, то преобладают нелинейные эффекты, которые приводят к нелинейному искажению профиля волны (образованию разрывов) и изменению спектра [34].

В волновом пучке можно выделить три характерных масштаба, на которых происходит изменение его характеристик – длину волны λ , поперечный размер пучка $L_{\perp} \approx 2r_0$ и его продольный размер $L_{\parallel}$.

Расстояние, на котором плоская волна превращается в расходящуюся (дифракционная или френелевская длина), определяется как

$$z_d \approx \omega \cdot r_0^2 / 2C_z \approx \pi r_0^2 / \lambda_z.$$

Дифракционные искажения быстрее проявляются для более низких частот. Кроме того, чем меньше размер источника, тем на меньших расстояниях z_d проявляется дифракция. Вследствие дифракционной расходимости (см. рис. 13) радиус пучка растет:

$$r_z \approx r_0 \left[1 + \left(\int_0^z \frac{\lambda_z}{\pi \cdot r_0^2} dz \right)^2 \right]^{1/2}$$

Расчеты показывают, что при излучении микробаром радиус пучка увеличился только на 4% на высоте 180 км. Значение параметра $N < 1$, а величина z_d , оцененная для инфразвукового возмущения на частоте микробаром и $r_0 \approx 15$ км, равна ≈ 850 км. Следовательно, можно предположить, что при распространении микробаром вверх дифракционные эффекты практически отсутствуют.

В реальных условиях, интенсивность излучения микробаром непостоянна по площади источника [7], и для нее можно принять гауссово распределение по площади амплитуды колебаний

$$v_z = v_0 \exp \left(-\frac{r_z^2}{r_0^2} \right).$$

Как видно из рисунка и показано в [34], с увеличением высоты исходное колоколообразное распределение постепенно превращается в равномерное (П-образное). При этом, данный эффект имеет место и для амплитуд гармоник. Как следствие, все гармоники с увеличением высоты приобретают примерно одинаковую структуру и ширину.

Оценим для такого типа излучателя нелинейные эффекты, которые приводят к нелинейному искажению профиля волны (образованию разрывов) и изменению спектра. В случае гауссова пучка поверхность разрыва в неоднородной атмосфере будет иметь вид

$$z_p(\xi) = 2H_z \cdot \ln \left[1 + \frac{\lambda_z \exp \xi^2 / 2\pi\epsilon\mu}{2H_z} \right]$$

Высота образования разрыва на оси пучка ($\xi = 0$, $H \approx 7800$ м) равна $\approx 75 \div 85$ км. С увеличением высоты амплитуда разрыва возрастает, максимум исходной гармонической волны «набегает» на разрыв и при $z > 2z_p$ ($z > 150 \div 170$ км на оси пучка для рассматриваемых параметров возмущения) волна приобретает пилообразную форму (см. рис. 14).

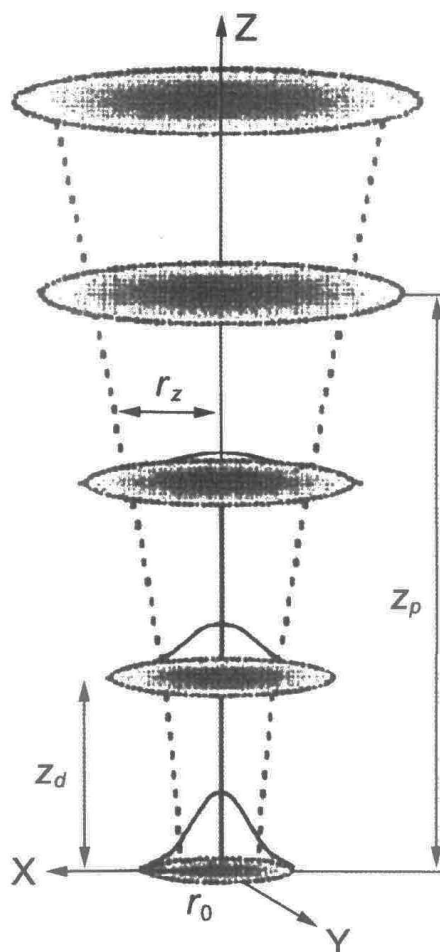


Рис. 13. Дифракционная расходимость звукового пучка.

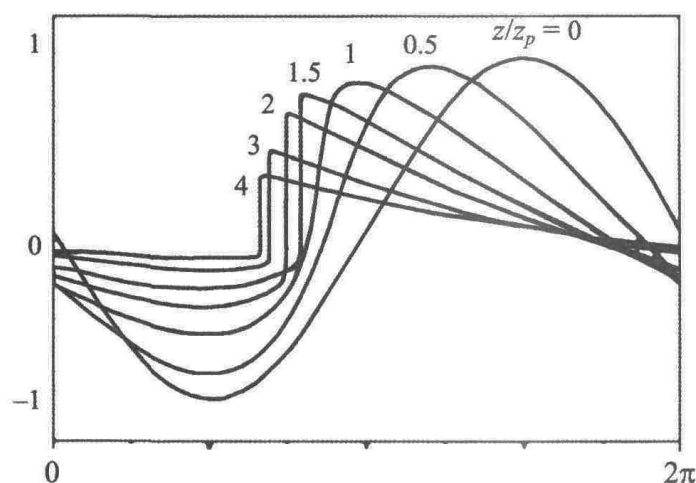


Рис. 14. Искажение формы исходно синусоидальной волны при распространении в нелинейной среде.

Влияние нелинейных эффектов приводит к изменению спектра сигнала и росту числа гармоник основной частоты [27]. Оценки амплитуд гармоник приведены в [34]. При $z < z_p$

$$P_n/P_0 = \frac{2J_n(nz/z_p)}{nz/z_p},$$

а при $z > 2z_p$

$$P_n/P_0 \approx \frac{2}{n(1+z/z_p)}.$$

Зависимость амплитуд первых пяти гармоник от высоты, построенная на основе асимптотик приведенных выражений, показана на рис. 15.

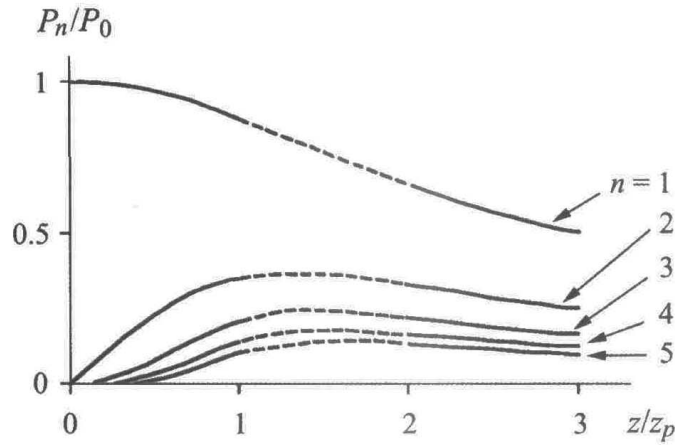


Рис. 15. Амплитуды первых пяти гармоник, нормированные на амплитуду исходной волны, в зависимости от высоты.

Видно, что на расстояниях $z \approx (1 \div 2)z_p$ присутствуют гармоники с частотами: $\approx 0,7 \div 0,8$ Гц ($n = 2$); $\approx 1,05 \div 1,2$ Гц ($n = 3$); $\approx 1,4 \div 1,6$ Гц ($n = 4$) и $\approx 1,75 \div 2$ Гц ($n = 5$) по отношению к основной частоте ($0,35 \div 0,4$ Гц).

Оценка возмущений в ионосфере от микробаром

Для численных расчетов полей и оценки возмущений воспользуемся стандартной моделью атмосферы земли с реалистическими распределениями ее основных параметров, которые хорошо согласуются с известными экспериментальными данными о реальной атмосфере [30]. Функции, описывающие модельное высотное распределение C_z, H_z, T_z, I_z представлены в виде полиномов n -степени. Распределения давления и плотности имеют вид:

$$\rho_z = \rho_0 \exp\left(-\int_0^z \frac{dz}{H_z}\right), \quad P_z = P_0 \exp\left(-\int_0^z \frac{dz}{H_z}\right),$$

где $\rho_0 = 1,27$ кг/м³, $P_0 = 10^5$ Па.

Кроме того, учитывался тот факт, что кинематическая вязкость η_z переменна по высоте, а динамическая вязкость μ_z определяется в основном температурой. Так, динамическая вязкость аппроксимировалась функцией

$$\mu_z \approx 1,72 \cdot 10^{-5} \left(\frac{T_z}{273} \right)^{0,683}$$

а кинематическая

$$\eta_z \approx \frac{\mu_z}{\rho_z}.$$

Вертикальное распространение инфразвуковых волн с учетом действия диссипативных факторов (как правило, вязкость и теплопроводность) и нелинейных эффектов исследовалось в большом количестве работ [10, 14, 26, 29, 31, 40, 43, 45 и др.]. Было показано, что в отсутствии диссипации амплитуда скорости в волне растет с увеличением высоты пропорционально $(\rho_0/\rho_z)^{1/2}$. С учетом небольшой дифракции скорость движения частиц в волне имеет вид [33]:

$$v_z = v_0 \left(\frac{\rho_0}{\rho_z} \right)^{1/2} \exp \left[- \left(\frac{r_z}{r_0} \right)^2 \right],$$

что показано на рис. 16, а.

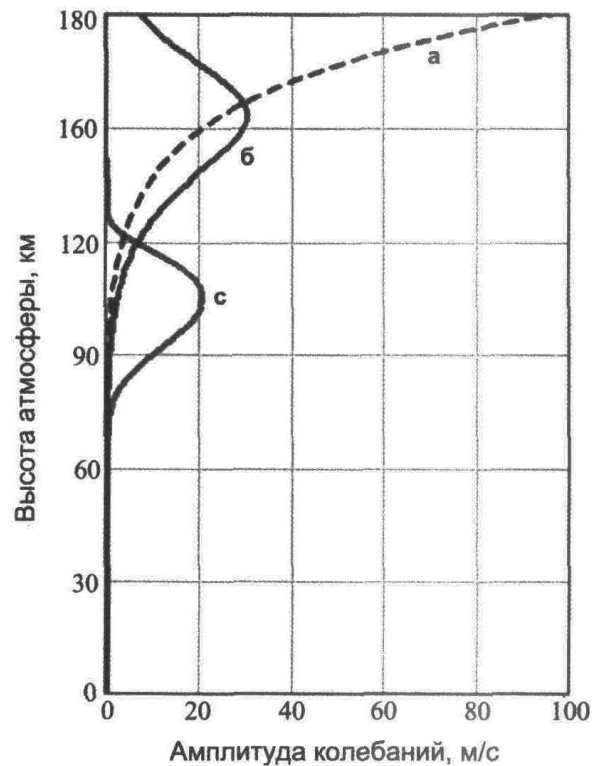


Рис. 16. Зависимость амплитуды колебаний в инфразвуковой волне от высоты. а – при отсутствии диссипации; б – с учетом теплопроводности; с – с учетом вязкости.

На высотах проявление нелинейных эффектов и с учетом вязкости скорость в волне равна [9]:

$$v_z \approx v_0 \exp\left(\frac{z}{2H_z} - \gamma_z\right),$$

где γ_z – амплитудный множитель (коэффициент), учитывающий затухание волны в среде с переменной вязкостью и равный

$$\gamma_z \approx \int_0^z \frac{\eta_z}{C_z \lambda_z} dz.$$

Зависимость скорости в волне с учетом вязкости приведена на рис. 16, с. Для сравнения, на рис. 16, б показана зависимость скорости от высоты, рассчитанная по данным [26].

Сравнение полученных оценок позволяет сделать предположение, что в неоднородной атмосфере максимум скорости достигается на высотах $\approx 115 \div 160$ км.

Можно также приблизительно оценить скорость нагрева атмосферы в результате образования нелинейных эффектов. Изменение во времени температуры среды происходит вследствие изменения потока энергии. Выражение осредненной за период производной температуры по времени имеет вид [26]:

$$\frac{\partial T}{\partial t} \approx \frac{2}{3} \frac{\pi^2 f_0 \cdot C_z^2 \cdot \alpha^3}{c_p \cdot I_0 \cdot (\gamma + 1)^2},$$

где I_0 – механический эквивалент теплоты (в СИ $I_0 = 1$), $\alpha = \frac{\gamma g \lambda_z}{C_z^3}$. Данное выражение справедливо только для высот больших z_p , то есть на высотах где образовались нелинейные эффекты. Для высот $110 \div 180$ км на частоте излучения микробаром $\frac{\partial T}{\partial t}$ равно $0,12 \div 0,088$ °К/с. В работе [25] получена оценка скорости нагрева верхней атмосферы при землетрясении на Аляске в 1969 г. В диапазоне высот $\approx 125 \div 225$ км $\frac{\partial T}{\partial t}$ изменялось от 0 до $0,5$ °К/с с максимумом на высоте ≈ 175 км.

Заключение

Анализ экспериментальных данных показал, что в общий уровень фона, кроме ветровой турбулентности, существенный вклад вносят синхронные низкочастотные колебания давления или АГВ орографического происхождения

Побережье о. Байкал является границей раздела двух различных подстилающих поверхностей и зоной резких горизонтальных градиентов метеорологических величин, формирующих местную погоду. Для местных условий значительную роль играет горно-долинная циркуляция в Тункинской долине, которая может оказывать корректирующее воздействие на бризовый режим. Особенно это влияние заметно в ночные часы.

Сочетание сложного рельефа Тункинской долины и различных видов мезомасштабных атмосферных циркуляций служит причиной развития специфических гидрометеорологических процессов в этой зоне, проявляющихся в режиме температуры воздуха, влажности и скорости ветра. Следствием этих процессов, как было установлено в ходе исследований, является стекание воздушных масс с гор и возбуж-

дение колебаний атмосферного давления различной интенсивности и длительности.

Анализ циклонической деятельности в районе о. Байкал–Тункинская долина показал следующее. Специфическое проявление циклонов обусловлено орографией местности. Наличие гор при прохождении циклонических фронтов препятствует, в большинстве случаев, прямому проникновению воздушных масс в долину. Поэтому атмосферные процессы, характерные в таких случаях (грозы, дожди и т. д.) наблюдаются или на границе долины, или на близких расстояниях от нее.

Однако, если условия позволяют воздушным массам проникнуть в долину, то указанные выше атмосферные процессы очень интенсивны, но имеют локальный характер проявления.

Было установлено, что прохождение циклонов может привести к возникновению микробаром в акватории озера Байкал. Источником микробаром являются стоячие волны, возникающие в центральной части циклонической депрессии, размеры которой не превышают десятки километров. Для образования интенсивных стоячих волн необходимы достаточно большие водные пространства. Поэтому движение циклонической депрессии должно происходить вдоль озера. При движении циклонической депрессии поперек озера амплитуда стоячих волн небольшая (недостаточно пространства), амплитуда микробаром очень маленькая и они могут наблюдаться только в прибрежной зоне [32]. Этим можно объяснить тот факт, что регистрация микробаром на больших расстояниях от о. Байкал достаточно редкое явление. К этому необходимо добавить, что шторма от циклонов наблюдаются, в основном, в августе–октябре [42].

Установлено, что микробаромы в сторону геофизической станции распространялись в стратосферном волноводном канале: «поверхность земли – отражающий слой в стратосфере». Распространение определялось как температурной стратификацией атмосферы по высоте, так и направлением ветра.

Кроме того, колебания водной поверхности, вызванные прохождением циклонов, возбуждают в атмосфере инфразвуковые волны, которые распространяются вверх. Поскольку плотность атмосферы экспоненциально уменьшается с высотой, то сохранение энергии возмущения приводит к тому, что амплитуда волны увеличивается по мере ее распространения вверх. Это приводит к росту давления в волне, которое становится соизмеримым с давлением окружающей атмосферы. Следствием этих процессов является проявление нелинейных эффектов, которые приводят к нелинейному искажению профиля волны, изменению спектра колебаний и разогреву атмосферы. Оценочные расчеты показали, что на высотах 115÷175 км микробаромы могут разогреть ионосферу на 260 °К выше фоновой, а амплитуда колебаний в волне, может достигать 20÷30 м/с.

Таким образом, указанные нелинейные эффекты могут играть существенную роль в формировании структуры возмущений на достаточно больших высотах (как правило, выше 110 км).

Литература

1. Архипкин В.С., Суркова Г.В., Бабина Е.Д., Степаненко В.М. Некоторые особенности мезомасштабной атмосферной циркуляции и внутрисуточной изменчивости температуры воздуха в прибрежной зоне Черного моря в летний период. Сб.: Устой-

чивое развитие территорий юга России и Украины: эволюция, функционирование и ресурсы. Сборник научных трудов // МГУ им. М.В.Ломоносова, Черноморский филиал / Трифонов В.А. (отв. ред.). Выпуск 1. – Севастополь: НПЦ «ЭКОСИ-Гидрофизика», 2002. С. 35–48.

2. Бериташвили Б.И., Ломинадзе В.П. Размеры вершин конвективных облаков // Изв. АН СССР. Физика атмосферы и океана. 1969. Т. 5. № 10. С. 1093–1095.

3. Бреховских Л.М. Об излучении океанскими волнами инфразвука в атмосферу // Известия АН СССР, Физика атмосферы и океана. М.: Наука, 1968. Т. IV. № 4. С. 444–450.

4. Бреховских Л.М. Звуковые волны под водой, обусловленные поверхностными волнами в океане // Известия АН СССР. Физика атмосферы и океана. 1966. Т. 2. N. 9.

5. Бреховских Л.М. Волны в слоистых средах. М.: Наука, 1957. 385 с.

6. Бурман Э.А., Лапчева В.Ф. Метеорологическая характеристика фенів в долине Азау. Тр. ОГМИ. Вып. XVIII, 1958.

7. Виноградов Ю.А. Комплексное применение сейсмического и инфразвукового методов регистрации для выделения сигналов от наземных взрывов и мониторинга природной среды Евро-Арктического региона // Диссертация на соискание ученой степени кандидата технических наук. г. Апатиты, Горный институт КНЦ РАН, 2004.

8. Гельмгольц Н.Ф. Горно-долинная циркуляция северных склонов и предгорий Тянь-Шаня. Л.: Гидрометеиздат, 1962.

9. Голицын Г.С. О поглощении звука в атмосфере и ионосфере // Известия АН СССР. Физика атмосферы и океана, 1961. Сер. геофизическая. № 6. С. 942–946.

10. Голицын Г.С., Романова Н.Н. Вертикальное распространение звуковых волн в атмосфере с переменной по высоте вязкостью // Известия АН СССР. Физика атмосферы и океана. 1968. Т. IV. № 2. С. 210–214.

11. Голицын Г.С. Затухание малых колебаний в атмосфере благодаря вязкости и теплопроводности // Известия АН СССР. Физика атмосферы и океана. 1965. Т. I. № 2. С. 136–149.

12. Госсард Э., Хук У. Волны в атмосфере. М.: «Мир», 1978. 532 с.

13. Грачев А.И., Данилов С.Д., Куличков С.Н., Свертилов А.И. Основные характеристики внутренних гравитационных волн в нижней атмосфере от конвективных штормов // Изв. АН СССР. Физика атмосферы и океана. 1994. Т. 30. № 6. С. 759–767.

14. Грачев А.И., Лобачевский Л.А., Матвеев Л.К. и др. Мощная конвективная облачность как источник внутренних волн в тропосфере и ионосфере // Изв. АН СССР. Физика атмосферы и океана. 1984. Т. 20. № 2. С. 173–177.

15. Губкин К.Е. Нелинейная геометрическая акустика // В сб. «Нелинейные проблемы математики и механики», Новосибирск, 1961.

16. 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. 234–241.

17. Данилов Н.М. Распространение внутренних гравитационных волн в стратифицированной атмосфере // Изв. АН СССР. Физика атмосферы и океана. 1985. Т. 21. № 9. С. 921–927.

18. Дробжева Я.И., Краснов В.М. Пространственная структура поля акустических волн в атмосфере от «точечного взрыва» // Акуст. журн. 2001. Т. 47. № 5. С. 641.

19. Ерущенков А.И., Ярошенко М.И., Павлов О.В., Сорокин А.Г., Табулевич В.Н. Инфразвуковые и штормовые микросейсмические колебания, возникающие при движении циклонов (тайфунов) над океанами // Известия АН СССР, Физика атмосферы и океана. М.: Наука, 1990. Т. 26. № 6. С. 644–657.

20. Ерущенков А.И., Пономарев Е.А., Сорокин А.Г. О микробаромах в Восточной Сибири // Исследования по геомагнетизму, аэрономии и физике Солнца, М.: Наука, 1979. Вып. 46. С. 113–120.
21. Кожеевников В.Н. Возмущения атмосферы при обтекании гор. М., 1999. 160 с.
22. Колобков Н.В. Грозы и шквалы. М.-Л.: Гостехиздат, 1951. 356 с.
23. Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М. Гидродинамика. М.: Наука, 1986.
24. Морозова М.И. Роль фенового эффекта горно-долинной циркуляции в формировании температурного режима Ангренской долины // Сб. Метеорология и гидрология в Узбекистане. Ташкент, 1955.
25. Орлов В.В., Уралов А.М. Реакция атмосферы на слабый наземный взрыв // Известия АН СССР. Физика атмосферы и океана. 1984. Т. 20. № 6. С. 476–483.
26. Петухов В.К., Романова Н.Н. Об эффектах, вызываемых в верхней атмосфере акустико-гравитационными волнами // Известия АН СССР. Физика атмосферы и океана. 1971. Т. 7. № 2. С. 219.
27. Романова Н.Н. О вертикальном распространении коротких акустических волн в реальной атмосфере // Известия АН СССР. Физика атмосферы и океана. 1970. Т. VI. № 2. С. 134–145.
28. Руденко О.В., Солуян С.И. Теоретические основы нелинейной акустики. М.: Наука, 1975.
29. Рыбнов Ю.С., Харламов В.А. Локальный мониторинг акустико-гравитационных волн // В сб. «Динамические процессы во взаимодействующих геосферах». М.: ГЕОС, 2006. С. 227–233.
30. Рыжов О.С. Затухание ударных волн в неоднородных средах // ПМТФ, № 2, 1961.
31. Савина О.Н. Акустико-гравитационные волны в атмосфере с реалистичным распределением температуры // Магнетизм и аэрономия. М.: Наука, 1996. Т. 36. № 2. С. 104–110.
32. Солуян С.И., Хохлов Р.В. Распространение акустических волн конечной амплитуды в диссипативной среде // Вестн. МГУ, сер. физ. астр., 3, № 1, 1961.
33. Табулевич В.Н., Черных Е.Н., Потапов В.А., Дреннова Н.Н. Влияние штормовых вибраций на землетрясения // Природа, № 10, 2002. С. 1–11.
34. Чунчузов И.П., Зарембо Л.К. О вертикальном распространении мощного звукового пучка в атмосфере // Известия АН СССР, Физика атмосферы и океана. М.: Наука, 1977. Т. 13, № 6. С. 644–647.
35. Хохлова В.А., Сапожников О.А., Пономарев А.Е., Руденко О.В. Численное моделирование нелинейных и дифракционных эффектов в звуковых пучках // Методическая разработка специального физического практикума кафедры акустики. М.: Физический факультет МГУ, 2006. 35 с.
36. Хргиан А.Х. Физика атмосферы. Т. 2. Л.: Гидрометеиздат. 1978. С. 152–160.
37. Benioff H., Gutenberg B. Waves and currents recorded by electromagnetic barographs // Bull. Amer. Meteorol. Soc., 1939, V. 20, N. 10. P. 421–426.
38. Campbell W.H., Young J.M. Auroral-Zone Observations of Infrasonic Pressure Waves Related to Ionospheric Disturbances and Geomagnetic Activity // J. Geophys. Res. 1963, V. 68, N. 21. P. 5909–5913.
39. Gutenberg B., Benioff H. Atmospheric pressure waves near Pasadena // Trans. Amer. Geophys. Union, 1941. V. 22, pt. 2. P. 424–426.
40. Donn W., Posmentier E.S. Infrasound waves from the marine storm of April 7, 1966 // J. Geophys. Res. 1967, V. 72, N. 8. P. 2053–2061.
41. Donn W., Posmentier E.S. Ground-coupled air waves from the great Alaskan earthquake // J. Geophys. Res., 69, No.24, 1964.

42. *Longuet-Higgins M.S.* A theory on the origin of microseisms // *Phil. Trans. Roy. Soc., A* 243, No. 1, 1944.
43. *Tabulevich V.N.* Microseismic and Infrasound Waves. Heidelberg, 1992.
44. *Rind D.* Microseisms at Palisades. Microseisms and microbaroms // *J. Geophys. Res.*, 1980. V. 85, No B9. P. 4854–4862.
45. *Simiu E., Scanlan Robert H.* Wind Effects on Structures: An Introduction to Wind Engineering / John Wiley & Sons. New York / Chichester / Brisbane / Toronto. 1984. P. 384.
46. *Yanowitch M.* Effect of viscosity on vertical oscillation of an isothermal atmosphere. *Canad // J. Phys.*, 45, No. 6, 1967.