

УДК 551.796:534.2,534-6

## ЭВОЛЮЦИЯ СИГНАЛА АТМОСФЕРНОГО ДАВЛЕНИЯ ОТ ВУЛКАНА ТОНГА ПРИ УДАЛЕНИИ ОТ НЕГО

© 2023 г. И. П. Чунчузов<sup>а</sup>\*, С. Н. Куличков<sup>а</sup>, О. Е. Попов<sup>а</sup>, В. Г. Перепелкин<sup>а</sup>

<sup>а</sup>Институт физики атмосферы им. А.М. Обухова РАН, Пыжжевский пер., 3., Москва, 119017 Россия

\*e-mail: igor.chunchuzov@gmail.com

Поступила в редакцию 02.09.2022 г.

После доработки 29.09.2022 г.

Принята к публикации 12.10.2022 г.

Предложена модель распространения сигнала атмосферного давления от извержения вулкана Хунга–Тонга–Хунга–Хаапай, с помощью которой дано объяснение некоторым закономерностям в изменении формы наблюдаемого сигнала с ростом расстояния от вулкана. Модель основана на решении линеаризованного уравнения Кортевега де-Вриза (КДВ), которое описывает изменение формы волны Лэмба в зависимости от расстояния от источника. Проводится сравнение наблюдаемых и модельных сигналов, полученных в виде суперпозиции волны Лэмба и акустических мод, рассчитанных для трех инфразвуковых станций (IS22, IS24 и IS30). Дается оценка энергии извержения вулкана по амплитуде флуктуаций атмосферного давления и характерной длительности сигналов, зарегистрированных на ближних к вулкану инфразвуковых станциях.

**Ключевые слова:** волна Лэмба, акустические и гравитационные моды, инфразвуковые волны, энергия извержения

**DOI:** 10.31857/S0002351523010029, **EDN:** DMDOAY

### ВВЕДЕНИЕ

Извержение подводного вулкана Хунга–Тонга–Хунга–Хаапай (далее сокращенно – Тонга) 15 января 2022 вызвало волновые возмущения одновременно в океане, атмосфере и литосфере [1–4]. Изучение характеристик волновых возмущений (временной формы, амплитуды, длительности) и их энергии помогает нам понять и оценить реакцию природных сред на достаточно редкое и мощное природное явление, каковым является извержение вулкана Тонга.

Извержение вулкана сопровождалось генерацией акустико-гравитационных волн в атмосфере, которые были зарегистрированы практически на всей сети инфразвуковых станций Международной системы мониторинга ядерных взрывов [3] и на сети микробарографов, установленных в московском регионе [2, 5]. Среди этих волн была выделена мода Лэмба (эта мода была идентифицирована С.Н. Куличковым, <https://nplus1.ru/material/2022/01/21/tonga>, в первые дни после извержения вулкана), называемой в дальнейшем волной Лэмба, амплитуда которой быстро спадает с высотой от поверхности земли, а горизонтальная групповая скорость распространения близка к скорости звука [6–9]. Наряду с инфразвуковыми волнами, на достаточно большом расстоянии от вулкана (на Аляске) обнаруживались

звуковые “хлопки” в слышимом диапазоне частот, выше 20 Гц [3]. Они могли быть результатом проявления нелинейных эффектов, накапливающихся с ростом расстояния от источника, и образования ударных волн в случайном поле интенсивных акустических волн, генерируемых вулканом [3, 10].

В области низких частот, ниже 0.003 Гц, извержение вулкана сопровождалось генерацией внутренних гравитационных волн, хорошо наблюдавшихся на последовательных во времени снимках из космоса [11–13]. Их горизонтальные фазовые скорости достигали 250 м/с [13], что редко наблюдается для внутренних гравитационных волн от других источников в атмосфере [8], имеющих типичные фазовые скорости порядка 10 м/с. Так как скорости внутренних волн от вулкана значительно превышали скорость ветра в атмосфере, то их гребни расходились от вулкана в виде почти концентрических кругов, достигавших в радиусе тысячи км. При этом горизонтальные и вертикальные длины волн составляли 500 и 20 км, соответственно [13]. Источник этих волн, по-видимому, был связан с ростом облака из водно-газовой смеси и пирокластического материала, выброшенного при извержении вулкана, и нестационарным всплыванием части этой смеси до устойчиво-стратифицированных слоев стратосферы, расположен-

ных на высотах свыше 30 км. Таким образом, извержение вулкана сопровождалось генерацией атмосферных волн в чрезвычайно широком диапазоне временных и пространственных масштабов.

На сети микробарографов в московском регионе, на расстоянии примерно 15200 км от вулкана, было обнаружено шесть приходов сигнала давления (прямых и прошедших через антиподальную точку), содержащих волну Лэмба и инфразвуковые волны. Инфразвуковые волны были обнаружены в первом их приходе, начиная с частоты 0.0035 Гц и практически до верхней рабочей частоты 9 Гц микробарографов международной сети мониторинга [2]. Было показано, что волна Лэмба, распространяясь в атмосфере над поверхностью океана, генерирует в нем волну цунами со скоростью распространения длинных гравитационных волн в океане  $\sqrt{gH}$ , где  $g$  – ускорение свободного падения,  $H$  – глубина океана. В глубоких областях Мирового океана скорость распространения волн цунами может совпадать со скоростью распространения волны Лэмба в атмосфере, что приводит к волновому резонансу этих волн. Момент прихода таких “быстрых” волн цунами в разные пункты опережает приход волны цунами, генерируемой собственно подводным извержением вулкана [1, 2].

Наряду с генерацией волны цунами отмечались и другие эффекты, связанные с волной Лэмба. Например, в момент прихода волны Лэмба в московский регион было обнаружено возмущение концентрации аэрозоля, которое коррелировало с сигналом давления [2]. Было обнаружено также возмущение электрических и магнитных полей в атмосфере в момент прохождения волны Лэмба [5]. Сигнал атмосферного давления от вулкана Тонга, содержащий волну Лэмба и другие акустико-гравитационные моды, был записан также на побережье Японского моря с помощью лазерного нанобарографа [4], имеющего очень широкую равномерную частотную характеристику. Сигнал давления вызвал совершенно идентичный по форме сигнал деформаций в земной коре, измеренный с помощью двух лазерных тензометров (измерителей линейных деформаций земной коры в направлениях Север–Юг и Восток–Запад). Для основного спектрального максимума сигнала в 17 мин коэффициент передачи от сигнала давления к сигналу деформации составил примерно 34 Па/мкм.

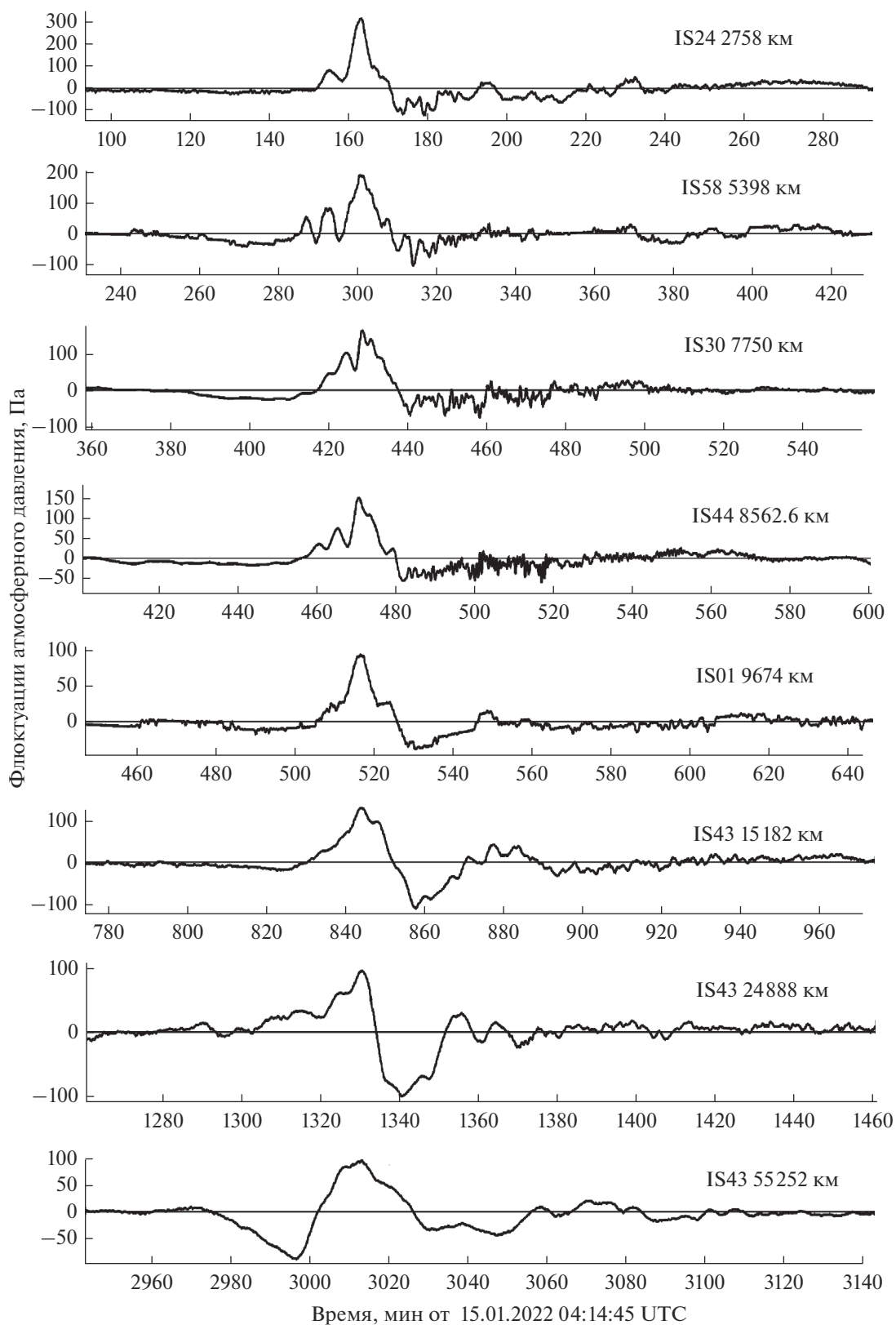
Для моделирования влияния сигнала атмосферного давления от извержения вулкана Тонга на генерацию волн цунами и на вариации различных полей (магнитных, электрических, сейсмических) необходимо знание закономерностей изменения формы и амплитуды сигнала давления в зависимости от расстояния от источника. Цель данной работы состоит в объяснении наблюдае-

мой закономерности в изменении формы сигнала в зависимости от расстояния от вулкана и в оценке энергии, генерируемой вулканом в атмосферу. Анализ изменения формы и амплитуды сигналов с ростом расстояния от вулкана будет дан в Разделе 1. Теоретическое объяснение наблюдаемым закономерностям в изменении форм сигналов будет дано в Разделе 2 с использованием решения линеаризованного уравнения Кортевега де-Вриза (КДВ), описывающего распространение волны Лэмба в атмосфере. Оценка энергии, генерируемой извержением вулкана в атмосферу, будет приведена в Разделе 3. Фильтрация инфразвуковых волн в сигналах, зарегистрированных на инфразвуковых станциях с разными азимутами (IS22 и IS24), будет проведена в Разделе 4, а моделирование распространения инфразвуковых волн – в Разделе 5. Сравнение модельного и наблюдаемого сигналов на станциях IS24 и IS 30 будет дано в Разделе 6.

## 1. СИГНАЛЫ, ЗАРЕГИСТРИРОВАННЫЕ НА БЛИЖНИХ К ВУЛКАНУ ИНФРАЗВУКОВЫХ СТАНЦИЯХ

На рис. 1 показано, как изменяется форма и амплитуда сигнала от вулкана Тонга по мере роста расстояния от него. Сигналы были зарегистрированы с помощью низкочастотных барографов, расположенных на разных инфразвуковых станциях, на расстояниях от 2758 км (IS24) до 15182 км (IS43) от вулкана. Вторая панель снизу соответствует сигналу, прошедшему антиподальную точку на IS43. На нижней панели показан сигнал, пришедший от вулкана к IS43 и вернувшийся туда снова после совершения одного оборота вокруг Земли, пройдя при этом 55252 км.

Обнаруживается определенная тенденция в изменении формы сигнала с ростом расстояния. Вплоть до расстояния 8563 км (первые четыре панели сверху), за передней положительной фазой сигнала длительностью порядка 20 мин и амплитудой порядка 150 Па следует отрицательная фаза сигнала меньшей амплитуды, содержащая высокочастотные осцилляции, происхождение которых мы обсудим ниже. Положительная фаза сигнала тоже содержит осцилляции с периодами в 4–5 мин, характерными для коротких внутренних гравитационных волн. По мере удаления от вулкана (IS43, 15182 км) положительная фаза удлиняется, а осцилляции на ней уменьшаются по амплитуде (рис. 1). При этом отрицательная фаза тоже растет по амплитуде в сравнении с положительной фазой, а высокочастотные осцилляции на отрицательной фазе сигнала уменьшаются по амплитуде с ростом расстояния. Ниже мы попытаемся объяснить описанные выше основные тенденции в эволюции сигнала с ростом расстояния от источника.



**Рис. 1.** Сигналы на барографах после фильтра высоких частот с частотой среза 0.0001 Гц для разных расстояний от вулкана (расстояние растет от верхней панели к нижней).

Следует заметить, что рассматриваемые нами сигналы получены на расстояниях  $r$  от источника, значительно превышающих длины волн  $\lambda$ , характерные для волны Лэмба. Действительно, частотный спектр сигнала, зарегистрированного на одной из ближайших к вулкану инфразвуковых станций (IS22, 1855 км) имеет максимум на частоте 0.0005 Гц, для которой длина волны Лэмба (при ее фазовой скорости  $c_L = 310$  м/с) составляет примерно 620 км. Сигналы, показанные на рис. 1. были зарегистрированы на расстояниях порядка четырех длин волн и далее, т.е. в волновой зоне источника. Эволюция их формы с ростом расстояния может быть объяснена с помощью решения линеаризованного уравнения КДВ

## 2. РЕШЕНИЕ ЛИНЕАРИЗОВАННОГО УРАВНЕНИЯ КДВ, ОПИСЫВАЮЩЕГО РАСПРОСТРАНЕНИЕ В АТМОСФЕРЕ ВОЛНЫ ЛЭМБА

Волна Лэмба является решением линеаризованного уравнения КДВ, полученным в [7] в следующем виде:

$$\psi(t, s, \theta) = \frac{T_\gamma}{\tau_D} \pi^{-1/2} \int_0^\infty d\mu M(\mu) Ai\left(\frac{\tau_a - t}{\tau_D} + \mu \frac{T_\gamma}{\tau_D}\right), \quad (1)$$

где  $s$  и  $\theta$  – криволинейные цилиндрические координаты с началом ( $s = 0$ ) вблизи источника, учитывающие сферичность земной поверхности,  $\tau_a = \int_0^s ds/c_e$  – время распространения волны Лэмба вдоль криволинейного луча с заданным азимутом выхода  $\theta(s = 0)$  из начала координат  $s = 0$  до точки приема на расстоянии  $s$  от точечного источника,  $c_e$  – некоторая средняя по высоте  $z$  скорость волны Лэмба вдоль луча (взятая с весом  $\rho_0(z)^{2/\gamma}/\rho_0(z)$ , где  $\rho_0(z)$  и  $\rho_0(z)$  – невозмущенные волной значения давления и плотности воздуха в зависимости от высоты,  $\gamma$  – постоянная адиабаты), учитывающая среднюю по высоте компоненту скорости ветра вдоль луча (скорость ветра  $V_0$  считается малой по величине по сравнению со скоростью звука  $c_0$ ) и средние по высоте отклонения скорости звука и скорости ветра от их значений в изотермической атмосфере (постоянная скорость звука) с постоянной скоростью ветра,  $\tau_D$  – характерное время, на котором существенно проявляется дисперсия волны Лэмба (см. в [7] формулы (6)–(7) и (58)–(59)),  $\mu = t/T_\gamma$  – время, нормированное на характерное время роста давления  $T_\gamma$  в сигнале, генерируемом вулканом. Функция  $\psi(t, s = 0) = M(\mu)$  описывает форму сигнала, генерируемого источником на некотором близком от него расстоянии. В качестве модели сигнала, генерируемого ядерным взрывом, часто выбирается импульс Глэдстоуна [8]. На небольшом расстоянии от источ-

ника он приобретает форму, показанную на рис. 2 и воспроизведенную из [7].

Введем следующие безразмерные переменные:  $q = \frac{T_\gamma}{\tau_D}$  и  $\frac{\tau_a - t}{T_\gamma} = -\tau$ , тогда уравнение (1) можно переписать в виде следующей свертки по времени функций  $M(t')$  и  $F(t') = Ai(-qt')$ :

$$\psi(t, s) = q\pi^{-1/2} \int_0^\infty d\mu M(\mu) Ai(-q(\tau - \mu)). \quad (2)$$

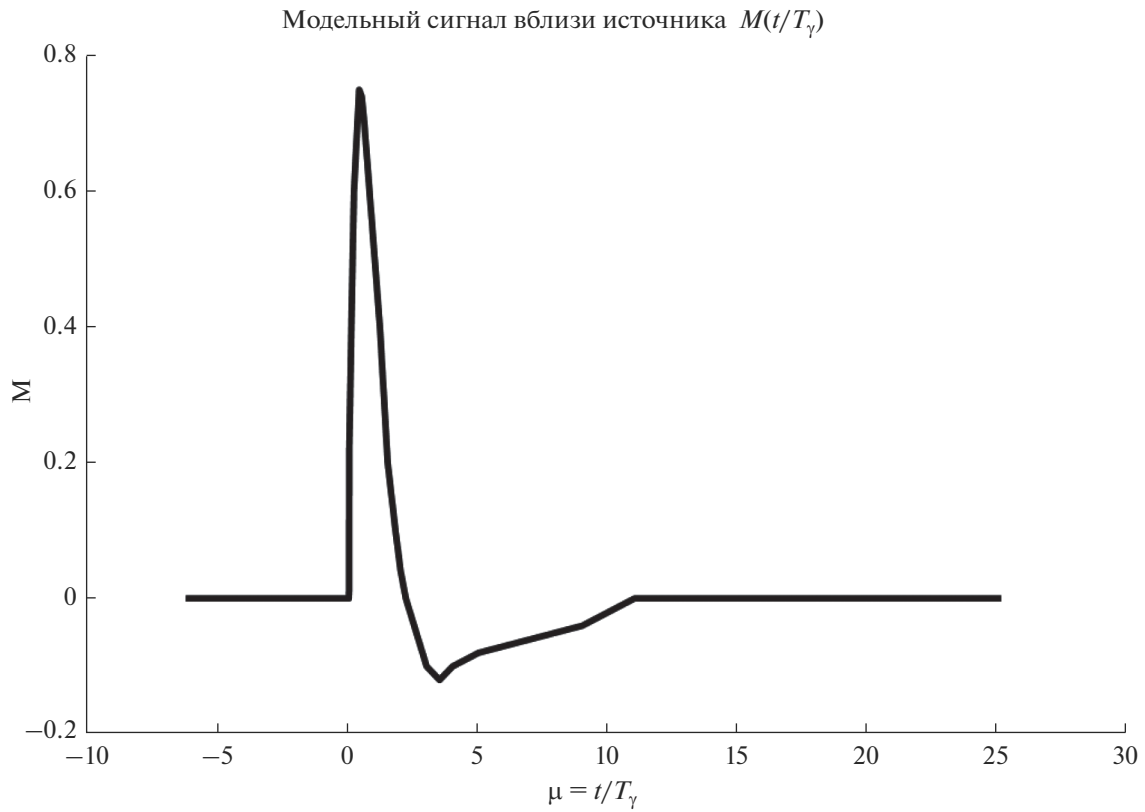
Выберем начальный сигнал в виде, аналогичном виду сигнала, заданному на некотором расстоянии от ядерных взрывов (рис. 2):

где  $M(\mu)$  – начальный сигнал в виде, полученном Пирсом и Поззи [7] для ядерных взрывов (рис. 2), а характерное время роста давления в сигнале  $T_\gamma$  на графике начального сигнала  $M(\mu)$  соответствует значению  $\mu = t/T_\gamma = 1$ ;  $Ai(-x)$  – функция Эйри, отраженная относительно вертикальной оси  $x = 0$ . Так как характерное время дисперсии  $\tau_D$  растет с расстоянием  $s$  от источника как  $s^{1/3}$ , то параметр  $q$ , наоборот, убывает. Например, для  $q = 2$ , функции  $M(t)$  и  $F(t) = Ai(-qt)$  показаны на рис. 3а, а их свертка, нормированная на ее максимум, показана на рис.3б. Видно, что на отрицательной фазе сигнала-свертки возникают осцилляции с периодом в  $q$  раз короче периода осцилляций функции Эйри. В предельном случае больших значений  $q$  можно воспользоваться в (2) асимптотическим соотношением:

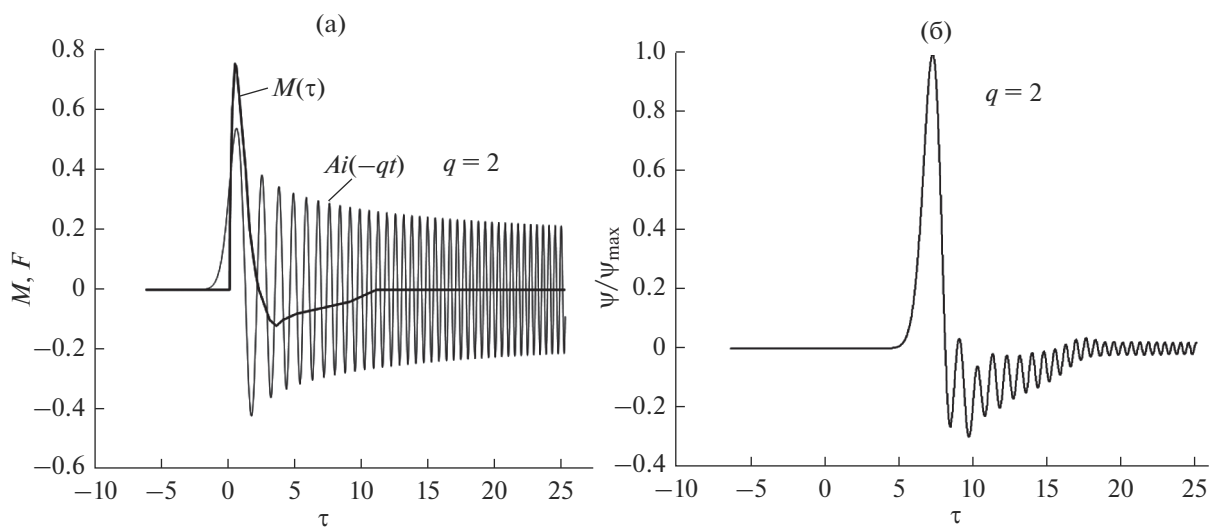
$q\pi^{-1/2} Ai(qx) \rightarrow \delta(x)$  при  $q \rightarrow \infty$ , которое приводит к асимптотике  $\psi(t, s) \rightarrow M(\tau)$ , означающей, что на малых расстояниях форма сигнала-свертки, как и следовало ожидать, близка к его заданной начальной форме на близком от источника расстоянии.

При уменьшении  $q$  от 10 до 1.5 (рис. 4а, 4б, 4в, 4г), т.е. при росте расстояния от источника, длительность положительной фазы сигнала постепенно увеличивается в сравнении с временным масштабом  $T_\gamma$ , а передний фронт становится более пологим в сравнении с фронтом начального сигнала  $M(t/T_\gamma)$ . При этом, период осцилляций и амплитуда отрицательной фазы сигнала увеличиваются. Эта тенденция в изменении формы сигнала продолжается и при уменьшении  $q$  от 1 до 0.5 (рис. 4д, 4е).

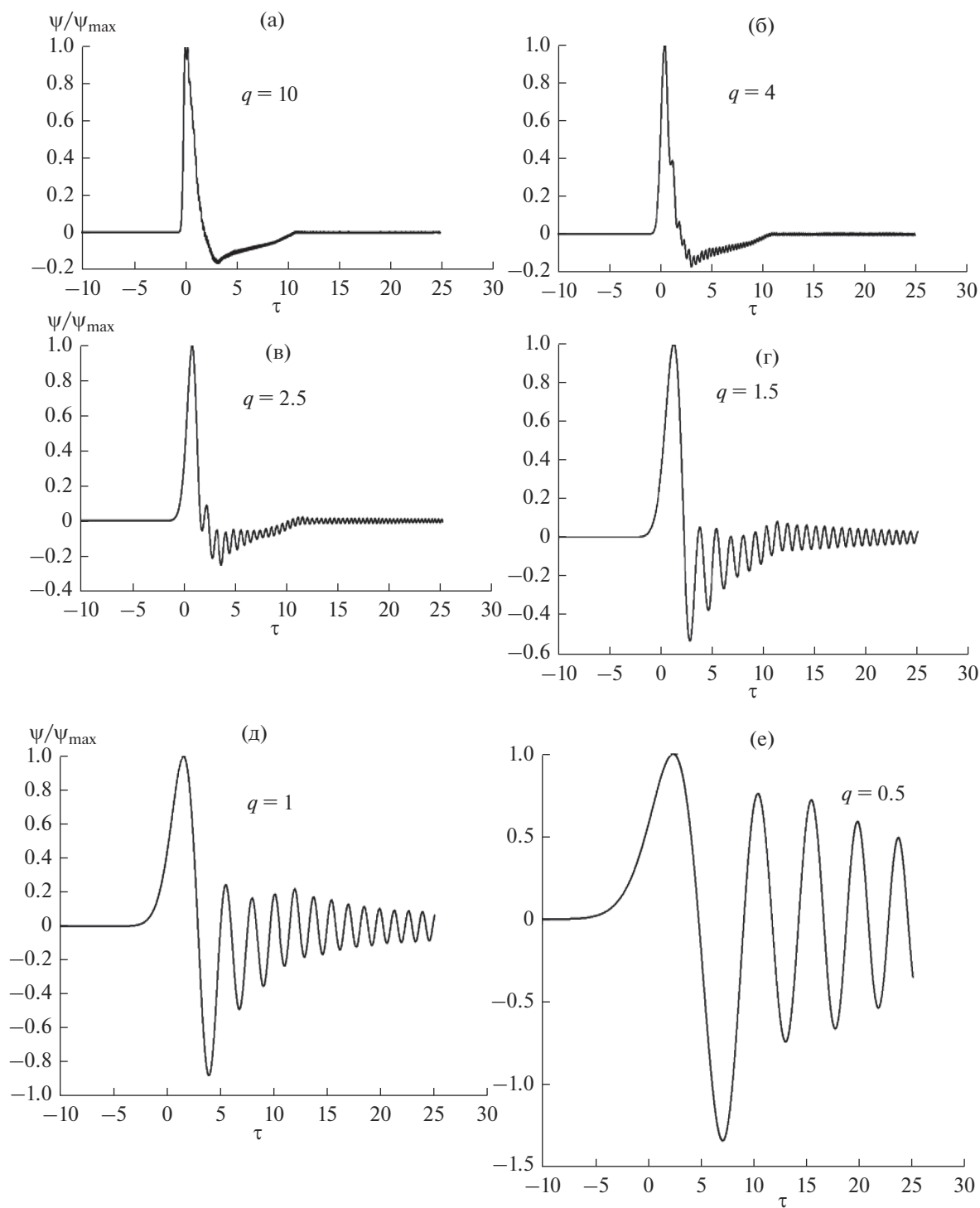
При  $q < 1$  поведение формы сигнала с ростом расстояния детально описано в [7]. Решение линеаризованного уравнения КДВ на больших расстояниях от источника состоит из так называемой волны Эйри в головной части сигнала и следующего за ней осциллирующего хвоста [14]. В частности, при  $q = 0.5$  амплитуда отрицательной фазы волны становится больше амплитуды ее положительной фазы (рис. 4е).



**Рис. 2.** Начальный сигнал  $\psi(t, s = 0) = M(\mu)$ ,  $\mu = t/T_\gamma$ , заданный на некотором близком расстоянии от источника в его волновой зоне,  $T_\gamma$  – характерное время роста давления в сигнале при взрыве. Значения  $M$  отложены по вертикальной оси.



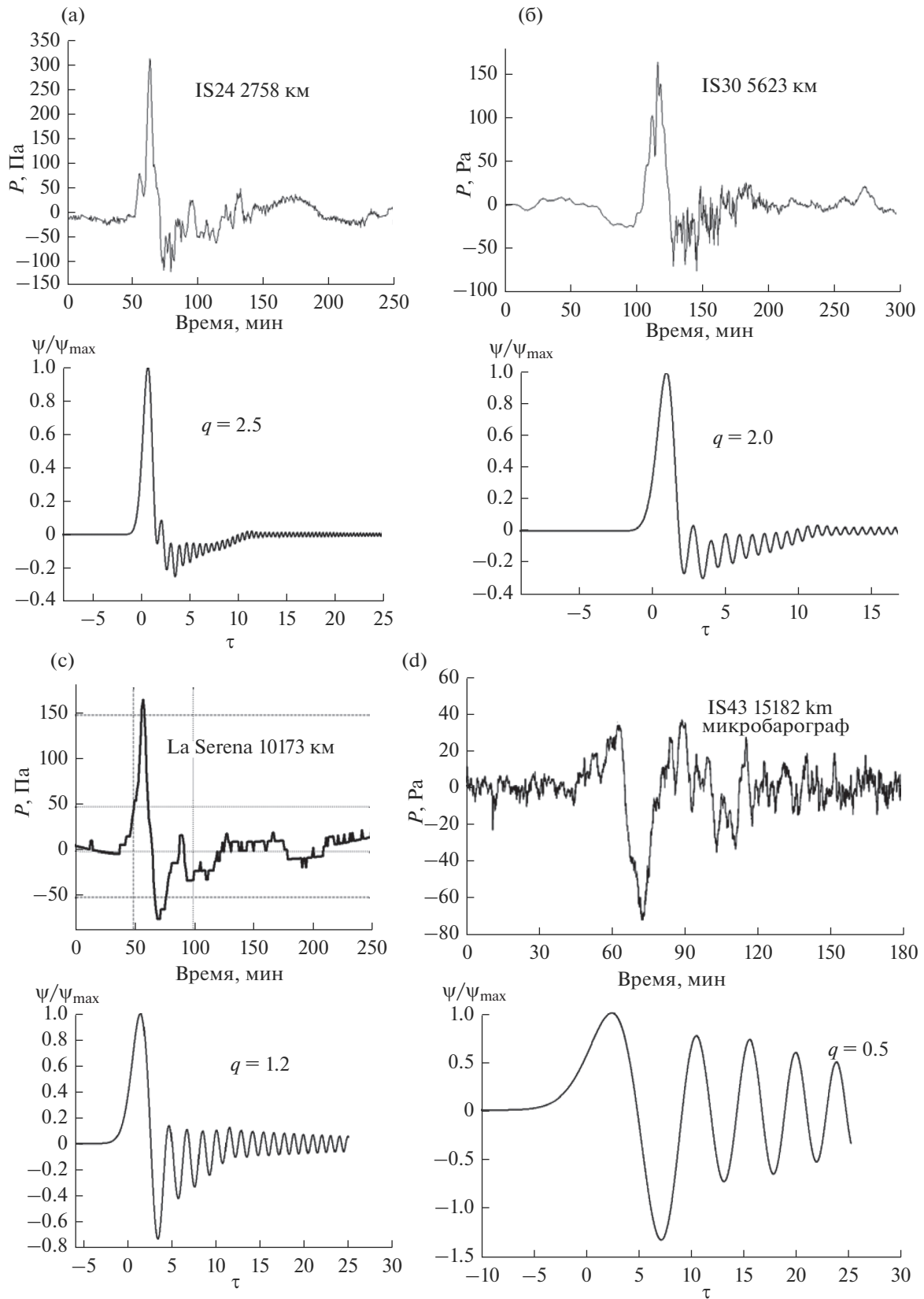
**Рис. 3.** Функции  $M(t)$  и  $F(t) = Ai(-qt)$  при  $q = \frac{T_\gamma}{\tau_D} = 2$  (а), и их свертка  $\psi$ , нормированная по максимуму  $\psi_{\max}$  (б).



**Рис. 4.** Изменение формы волны Лэмба, описываемой выражениями (1)–(2), при уменьшении параметра  $q = \frac{T_1}{\tau_D}$ , обратно пропорционального  $s^{1/3}$ , где  $s$  – расстояние от источника.

Трансформация формы сигнала в зависимости от расстояния удовлетворительно объясняется решением линеаризованного уравнения КДВ в виде свертки (2), что показано на рис. 5. На сравнительно близком расстоянии от источника фор-

ма сигнала близка к форме начального сигнала (рис. 5а), тогда как на достаточно большом расстоянии (рис. 5г), где  $q < 1$ , волна Лэмба состоит из головной волны Эйри и следующим за ней осциллирующим хвостом. Временной интервал  $T_{12}$



**Рис. 5.** Сопоставление форм наблюдаемых сигналов на разных расстояниях от вулкана с решением (2) линейризованного уравнения КДВ. Наблюдаемые сигналы были записаны на барографах станций IS24, IS30 и La Serena, тогда как сигнал на IS43 был зарегистрирован на микробарографе.

между первыми двумя максимумами волны Лэмба (рис. 5д, внизу) равен  $4\tau_D$  [7]. Оценка этого интервала из рис. 5г дает  $T_{12} = 28-30$  мин, откуда  $\tau_D \approx 7$  мин, а временной масштаб  $T_\gamma = q\tau_D = 0.5\tau_D = 3.5$  мин. Этот временной масштаб можно оценить также из сопоставления форм расчетного и наблюдаемого сигналов, показанного на рис. 5б. Такое сопоставление для ближнего сигнала ( $r = 2576$  км) на рис. 5а (вверху) дает длительность положительной фазы сигнала около 10 мин, которая соответствует нормированной на  $T_\gamma$  длительности  $\Delta\tau = 2.5$  положительной фазы расчетного сигнала на рис. 5а (внизу), откуда  $T_\gamma \sim 10$  мин/ $2.5 = 4$  мин.

Из рис. 5 видно, что основные особенности изменения формы сигнала с ростом расстояния от вулкана удивительно хорошо объясняются зависимостью формы волны Лэмба (1)–(2) от расстояния. Однако, в наблюдаемом сигнале видны короткопериодные осцилляции (по сравнению с характерными периодами волны Лэмба), которые не учитываются решением (1)–(2). Вклад в эти осцилляции дает поле акустических мод, которое складывается с полем волны Лэмба вместе с гравитационными модами, образуя результирующее волновое поле сигнала [7–8, 15].

### 3. ОЦЕНКА ЭНЕРГИИ, ГЕНЕРИРУЕМОЙ ИЗВЕРЖЕНИЕМ ВУЛКАНА В АТМОСФЕРУ

Волновое поле давления сигнала можно представить в виде суперпозиции  $P = A\psi(t, s) + P_{ag}$  поля волны Лэмба  $A\psi(t, s)$  и суммарного поля акустических и гравитационных мод  $P_{ag}$  [15, 7], где

$$A = \frac{DV(\bar{x}, \bar{x}_0)gE}{(c_0T_0)^{3/2}c_0^2\sigma^{1/2}},$$

$$V(\bar{x}, \bar{x}_0) = \frac{\Lambda(\bar{x})\Lambda(\bar{x}_0)}{P_0(\bar{x}_0)} + O(V_0/c_0), \quad (3)$$

$$\Lambda(\bar{x}) = P_0^{1/\gamma}(\bar{x})/P_0^{(1/\gamma)-(1/2)}(\bar{x}_g),$$

$E$  – полная энергия, генерируемая взрывом в атмосфере (в нашем случае извержением подводного вулкана),  $\bar{x}$  и  $\bar{x}_0$  – координаты приемника и источника волн в атмосфере, соответственно,  $\bar{x}_g$  – координата приемника на поверхности земли,  $\sigma$  – сечение лучевой трубки, вдоль которой распространяется волновое возмущение,  $g$  – ускорение свободного падения,  $O(V_0/c_0)$  – малые по величине члены порядка отношения скорости ветра  $V_0$  к скорости звука  $c_0$ ,  $D = K(\gamma - 1)(2 - \gamma)\sqrt{2}/(4\pi)$ , а  $K$  – безразмерная константа, определяемая эмпирически и характеризующая долю высвобожденной энергии при извержении вулкана, приходящуюся на взрывную волну.

Для ядерных взрывов в атмосфере, рассмотренных в [7], считалось, что  $K = 0.5$ , а  $D = 0.013$ . При таких значениях  $K$  получалось достаточно хорошее совпадение расчетных значений энергии  $E$  с ее реальными значениями для ряда ядерных взрывов с энергиями  $E$  от 8 МТ ТНТ to 11 МТ ТНТ [16].

Для оценки энергии  $E$ , генерируемой в атмосферу извержением вулкана, учтем, что источник и приемник расположены вблизи земной поверхности, поэтому множитель  $V(\bar{x}, \bar{x}_0)$  в выражении (3) близок к единице. Предполагая, что фокусировка лучевой трубки происходит главным образом из-за сферичности земной поверхности и пренебрегая при этом влиянием неоднородностей скорости ветра и температуры на рефракцию лучей, можно представить зависимость сечения лучевой трубки от расстояния  $r$  от источника в виде  $\sigma = r_e \sin(r/r_e)$ , где  $r_e$  – радиус Земли. Для небольших расстояний,  $r \ll r_e$ , амплитудный множитель  $A$  в выражении для моды Лэмба спадает с ростом расстояния по цилиндрическому закону  $r^{-1/2}$ , поэтому для таких расстояний максимум сигнала давления  $P_{\max}$  связан с максимумом  $\psi_{\max}$  функции  $\psi$  приближенным соотношением:

$$P_{\max} = A\psi_{\max}, \quad A \approx \frac{DgE}{(c_0T_0)^{3/2}c_0^2r^{1/2}}, \quad (4)$$

откуда следует приближенное выражение для энергии  $E$ :

$$E = \frac{P_{\max}(c_0T_0)^{3/2}c_0^2r^{1/2}}{\psi_{\max}Dg}. \quad (5)$$

Цилиндрическая расходимость волн Лэмба была учтена в работе [17], позволившая объяснить наблюдаемые волны цунами в Японском море.

Оценим энергию  $E$  для сигнала давления, зарегистрированного на IS24. Для него можно взять следующие значения:  $P_{\max} \sim 100$  Па,  $c_0 = 310$  м/с,  $T_\gamma = 4$  мин = 240 с,  $r = 2858$  км. На выбранном расстоянии параметр  $q = 2.5$ , а сигнал  $\psi(t)$  (рис. 5а) еще не очень сильно отличается по форме и амплитуде от начального сигнала  $M(t/T_\gamma)$  на рис. 2, имеющего амплитуду равную 0.8, поэтому амплитуду  $\psi_{\max}$  можно взять равной 1. Что касается значений  $K$ , то в их эмпирическом выборе есть большая доля неопределенности, поэтому мы предположим, что  $K$  лежит в интервале 0.5–1, а  $D = 0.013-0.026$ . Тогда, из (5) получаем, что  $E = (1.5-3) \times 10^{18}$  Дж. Даже для нижнего значения этого интервала полученная энергия, выброшенная вулканом в атмосферу, эквивалентна 358 МТ, что близко к значениям  $E$ , полученным ранее в [2] с помощью формулы, связывающей амплитуду давления волны Лэмба и длительность между первыми ее последовательными максимумами с энергией  $E$  [7].



В последней работе отмечалось, что для наиболее мощного произведенного ядерного взрыва энергией 58 МТ ТНТ эта формула, примененная к записям сигнала от взрыва, полученным в [18], давала хорошее согласие с истинным значением  $E$ . Однако, для данных других авторов [19] она завышала истинные значения  $E$  почти в 5 раз. Полученный разброс в оценках  $E$  объяснялся разбросом амплитуд сигналов, записанных в разных пунктах и зависящих от фактора фокусировки лучей  $\sigma$  в каждом пункте.

Влияние неоднородностей скорости ветра и температуры на фактор фокусировки лучей  $\sigma$  не учитывалось как при выводе формулы для энергии  $E$  в [7], так и при выводе нашей формулы (5). Тем не менее, даже с учетом указанного выше возможного завышения энергии извержения вулкана  $E$ , наша оценка дает значения, превышающие 58 МТ ТНТ и, тем более, первоначальную оценку энергии извержения вулкана в 18 МТ ТНТ, данную в [20]. Этот вывод подтверждается также полученной в [5] оценкой этой энергии по характерной частоте в спектре сигнала, дающей значение  $E \sim 200$  МТ ТНТ. В работе [21] авторы тоже пришли к выводу о том, что энергия извержения вулкана Тонга превышает энергию, высвобожденную при взрыве ядерной бомбы в 58 МТ ТНТ и извержении вулкана Сент-Хеленс в 1980 г. Они оценили ее в 61 МТ ТНТ, используя эмпирический степенной закон уменьшения амплитуды давления сигнала с ростом расстояния от вулкана и подбирая неизвестные численные коэффициенты в этом законе из экспериментальных зависимостей амплитуды от расстояния для источников с известной энергией  $E$  (для ядерной бомбы в 58 МТ ТНТ и вулкана Сент-Хеленс). Формула Пирса и Поззи [7, 16], использованная первоначально в [2] для оценки энергии  $E$ , была позже использована авторами работы [22] по отношению к сигналам, зарегистрированным на ряде инфразвуковых станций. Они оценили среднюю энергию  $E$  в  $111 \pm 23$  МТ ТНТ, которая по порядку величины была близка к оценке  $E$ , полученной ранее в [2].

Что касается энергии  $E_L$ , переносимой волной Лэмба, то ее можно рассчитать, вычислив полный поток энергии, переносимый этой волной в течение ее длительности  $T_L$  через цилиндрическую поверхность  $r = \text{const}$ :

$$E_L = 2\pi r \int_0^{T_L} dt \int_0^\infty dz \left[ \frac{p'^2}{2\rho_0 c_0^2} + \frac{\rho_0 v^2}{2} \right] c_0, \quad (6)$$

где  $v$  – колебательная скорость в моде Лэмба (вертикальная компонента скорости равна нулю), связанная поляризационным соотношением  $v = p' / (\rho_0 c_0)$  с возмущением давления  $p'$  (малыми поправками, связанными с ветром мы пренебрега-

ем). Учтем в (6) что амплитуда возмущения давления пропорциональна  $p_0^{1/\gamma}(z)$ , а плотность  $\rho_0 = \gamma p_0 / c_0^2$ , поэтому плотность энергии волны Лэмба, стоящая в квадратных скобках (6), убывает с высотой  $z$  пропорционально  $\exp[-(2/\gamma - 1)(z/H)]$ , где  $H$  – высота однородной атмосферы. Характерная высота убывания плотности энергии с высотой равна  $H_\gamma = \frac{\gamma H}{2 - \gamma} \approx 16$  км, поэтому формула (6) примет вид

$$E_L = 2\pi r H_\gamma \int_0^{T_L} dt \left[ \frac{p'^2}{\rho_0 c_0^2} \right]_{z=0} c_0, \quad (7)$$

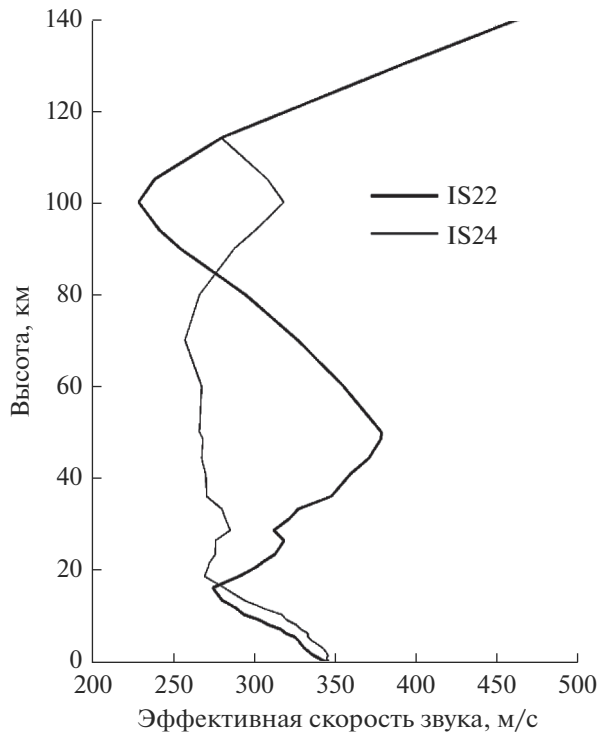
где в квадратных скобках стоит плотность энергии волны Лэмба вблизи поверхности земли, а  $T_L$  – длительность сигнала.

Проведем расчет энергий, переносимых сигналами, зарегистрированными на станциях IS24, IS30 и IS43 (на рис. 1), учитывая, что основной вклад в плотность волновой энергии в нижнем слое атмосферы толщиной  $H_\gamma$  вносит волна Лэмба. Для акустических и гравитационных мод, плотности энергий определенным образом распределены с высотой во всем слое атмосферы от поверхности земли до нижней термосферы [8].

Аппроксимация зарегистрированных сигналов на разных станциях с помощью сигналов, описывающих волну Лэмба с разными значениями параметра  $q$  (рис. 7) позволяет оценить амплитуды  $P_\pm$  и длительности  $T_\pm$  положительной и отрицательной фаз этой волны. Сигналу на станции IS24 (рис. 1) соответствуют следующие приближенные значения этих параметров:  $P_+ = 250$  Па,  $T_+ = 20$  мин,  $P_- = 100$  Па,  $T_- = 50$  мин,  $r = 2758$  км. Тогда из (7) получим  $E_L \approx 5 \times 10^{16}$  Дж. Аналогично, для станции IS30 имеем:  $P_+ = 150$  Па,  $T_+ = 25$  мин,  $P_- = 70$  Па,  $T_- = 55$  мин,  $r = 7750$  км, поэтому  $E_L \approx 6 \times 10^{16}$  Дж. При прямом распространении сигнала до станции IS43 расстояние  $r = 15182$  км. На таком расстоянии отрицательная фаза волны Лэмба становится по амплитуде больше, чем ее положительная фаза. Взяв для положительной и отрицательной фаз головной части сигнала на рис. 1 (третья панель снизу) следующие значения  $P_+ = 100$  Па,  $T_+ = 25$  мин,  $P_- = 120$  Па,  $T_- = 20$  мин, получим  $E_L \approx 8 \times 10^{16}$  Дж. Таким образом, энергия, переносимая волной Лэмба, лежит в интервале  $(5-8) \times 10^{16}$  Дж.

#### 4. ФИЛЬТРАЦИЯ ИНФРАЗВУКОВЫХ СИГНАЛОВ ОТ ВУЛКАНА ТОНГА

Прежде, чем проводить расчет суммарного поля акустических мод, дающих вклад в сигнал дав-



**Рис. 6** Эффективные скорости звука в направлениях от вулкана на станции IS22 и IS24.

ления от вулкана, мы отфильтровали инфразвуковое поле зарегистрированных сигналов в диапазоне частот 0.0035–0.025 Гц. В этом диапазоне нижняя частота близка к нижней граничной частоте акустических мод [8], соответствующей в изотермической атмосфере периода примерно в 4.7 мин (эта частота, вообще говоря, зависит от реальной стратификации температуры атмосферы и в зависимости от нее может меняться в широких пределах).

На рис. 6 показаны вертикальные профили эффективной скорости звука для трасс распространения инфразвука от вулкана до станции IS22 (толстая линия, азимут 261°) и до станции IS24 (тонкая линия, азимут 88°). Отфильтрованные в диапазоне частот 0.0035–0.025 Гц инфразвуковые сигналы, зарегистрированные на двух инфразвуковых станциях IS22 и IS 24, показаны на рис. 7а и 7б, соответственно. Эти сигналы, как видно, существенно отличаются по форме, длительности и локальным групповым скоростям распространения разных участков сигнала. Такое отличие вызвано, главным образом, стратификацией скорости и направления ветра во всем слое атмосферы от поверхности земли до высоты нижней термосферы, которая приводит к существенному различию профилей эффективной скорости звука  $C_{эфф}(z)$  вдоль двух направлений от вулкана к станциям IS22 и IS 24 (рис. 6).

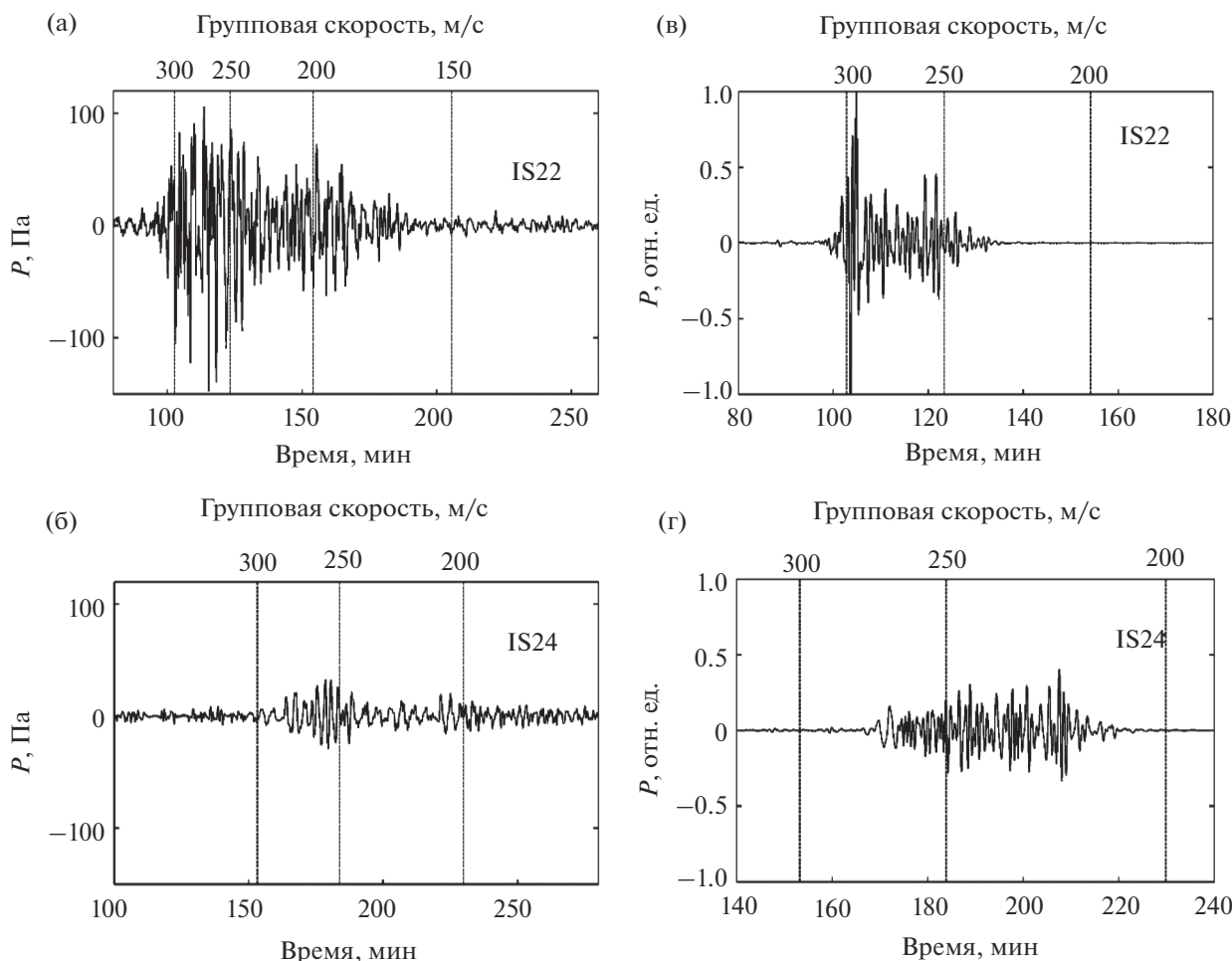
В направлении от вулкана к станции IS22 образуется стратосферный и термосферный волноводы для акустических волн, тогда как в направлении к станции IS24 формируется только термосферный волновод. Такая азимутальная анизотропия в распространении инфразвукового сигнала приводит к тому, что на IS 22 первыми приходят участки сигнала, формируемые полем мод в стратосферном волноводе, имеющих групповые скорости 310–320 м/с (рис. 7а). Эти скорости близки к групповой скорости волны Лэмба. Что касается инфразвукового сигнала, зарегистрированного на IS24, то следует заметить, что его локальные групповые скорости значительно ниже (менее 280 м/с), чем у сигнала на IS22 (для IS22 начало сигнала соответствует скорости в 344.8 м/с, а для IS24–301.5 м/с). Это можно объяснить тем, что этот сигнал сформирован акустическими модами низших номеров, распространяющимися в термосферном волноводе.

## 5. МОДЕЛИРОВАНИЕ РАСПРОСТРАНЕНИЯ ИНФРАЗВУКОВЫХ ВОЛН ОТ В. ТОНГА ДО СТАНЦИЙ IS22, IS24 И IS30

Результаты расчета инфразвуковых сигналов для IS22 и IS24 методом псевдо-дифференциального параболического уравнения (ППУ) по программе Авилова К.В. [23] показаны на рис. 7в и рис. 7г, соответственно. Изменение профиля Сэфф вдоль трассы распространения инфразвука было получено по данным температуры и скорости ветра из европейской модели ECMWF [24]. Восточные ветра формировали стратосферный волновод в направлении на IS22, а в направлении на IS24 стратосферный волновод отсутствовал. Волновой расчет хорошо предсказывает разность в групповых скоростях начальных участков сигналов для IS22 и IS24. Для IS22 (рис. 7а) наблюдаются стратосферные и термосферные приходы, тогда как для IS24 только термосферные (рис. 7б).

Расчет для IS22 (рис. 7в) учитывает дисперсионное растяжение сигнала во времени с ростом расстояния от источника при его распространении в стратосферном и термосферном волноводах. Для IS24 это растяжение вызвано распространением сигнала только в термосферном волноводе. Длительности зарегистрированных сигналов (рис. 6) существенно превышают расчетные (рис. 7), что, вероятно, связано с тем, что реальное излучение инфразвука вулканом при его извержении происходило в течение длительного промежутка времени, тогда как расчетные формы сигналов — это импульсные характеристики атмосферы при ее возбуждении дельта-образным импульсом.

При расчете сигнала на станции IS30 также учитывалось изменение профиля эффективной скорости звука  $C_{эфф}$  вдоль горизонтальной трассы распространения. На рис. 8 показана в направ-



**Рис. 7.** (а) и (б) – сигналы станций IS22 и IS24, соответственно, после фильтрации в полосе 0.0033–0.025 Гц; (в) и (г) – рассчитанные сигналы в полосе 0.0033–0.025 Гц для станций IS22 и IS24.

лении от вулкана на IS30 эффективная скорость звука Сэфф в зависимости от высоты (до 52 км) и горизонтального расстояния от источника (рис. 8 слева). Справа на Рис.8 показаны вертикальные профили Сэфф вблизи источника и на расстоянии 7750 км от него.

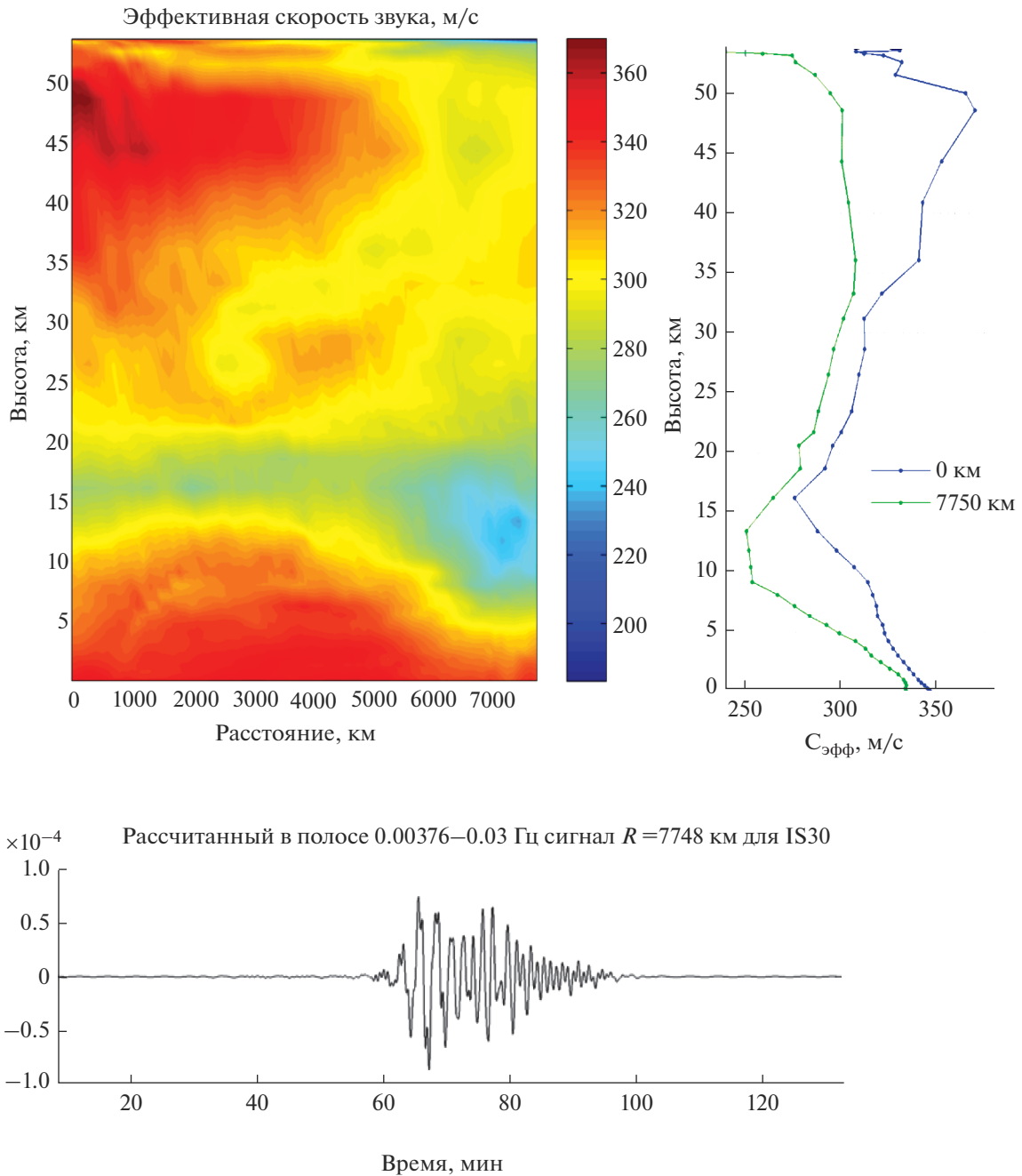
Из них видно, что при приближении к IS 30 в слое стратосферы 45–50 км возможно полное внутреннее отражение акустических волн и образование стратосферного волновода. Для такого переменного по трассе профиля Сэфф показан сигнал, рассчитанный методом ППУ (рис. 8, нижняя панель),

На рис. 9 представлены экспериментальный (слева) и рассчитанный (справа) сигналы и соответствующие им спектрограммы в полосе частот 0.00376–0.03 Гц. В основных чертах есть сходство спектрограмм: обе демонстрируют выраженную частотную дисперсию сигналов, связанную с практически одномодовым распространением в стратосферном волноводе до частоты примерно

0.013 Гц. Начиная с частоты 0.013 Гц и выше появляются более быстрые моды высоких номеров, приходящие в точку приема раньше первой моды.

### 6. СРАВНЕНИЕ МОДЕЛЬНОГО СИГНАЛА С СИГНАЛАМИ, ЗАПИСАННЫМИ НА БАРОГРАФАХ СТАНЦИЙ IS 24 И IS30

Из сравнения расчетного сигнала-свертки на рис. 5а (нижняя панель), описывающего форму волны Лэмба для станции IS24, с сигналом, зарегистрированным барографом на этой станции, можно оценить амплитуду давления и длительность положительной фазы расчетного сигнала. Результат сложения поля волны Лэмба с низкочастотным акустическим полем, рассчитанным в диапазоне частот 0.001–0.01 Гц методом ППУ, показан на рис. 10б. При сложении мы учитывали величину отношения среднеквадратичных значений для наблюдаемых сигналов на IS24 (рис. 10а), отфильтрованных в диапазонах частот 0.0001–0.001 Гц и 0.001–0.01 Гц, соответственно. Эти



**Рис. 8.** Эффективная скорость звука  $C_{эфф}$  в направлении от вулкана к станции IS30 в зависимости от высоты и горизонтального расстояния от источника (слева) и профили  $C_{эфф}$  в начале и конце трассы распространения от вулкана к IS30 (справа). Рассчитанный сигнал в частотной полосе 0.0038–0.03 Гц на расстоянии  $r = 7748$  км для меняющегося вдоль горизонтальной трассы распространения профиля  $C_{эфф}$  (внизу).

диапазоны характерны для моды Лэмба и акустических мод, соответственно. Полученный в результате расчета сигнал показан на рис. 10б вместе с сигналом, записанном на барографе.

Расчетный сигнал отражает основные особенности наблюдаемого сигнала, такие как наличие длительной положительной фазы с максималь-

ной амплитудой в сигнале и наличие высокочастотных осцилляций давления (частоты 0.001–0.01 Гц) на отрицательной фазе сигнала. Однако, на записи барографа на IS24 наличие высокочастотных осцилляций с частотами порядка 0.01 Гц менее выражено, чем на расчетном сигнале, что, возможно, связано с быстрым спадом амплитуд-

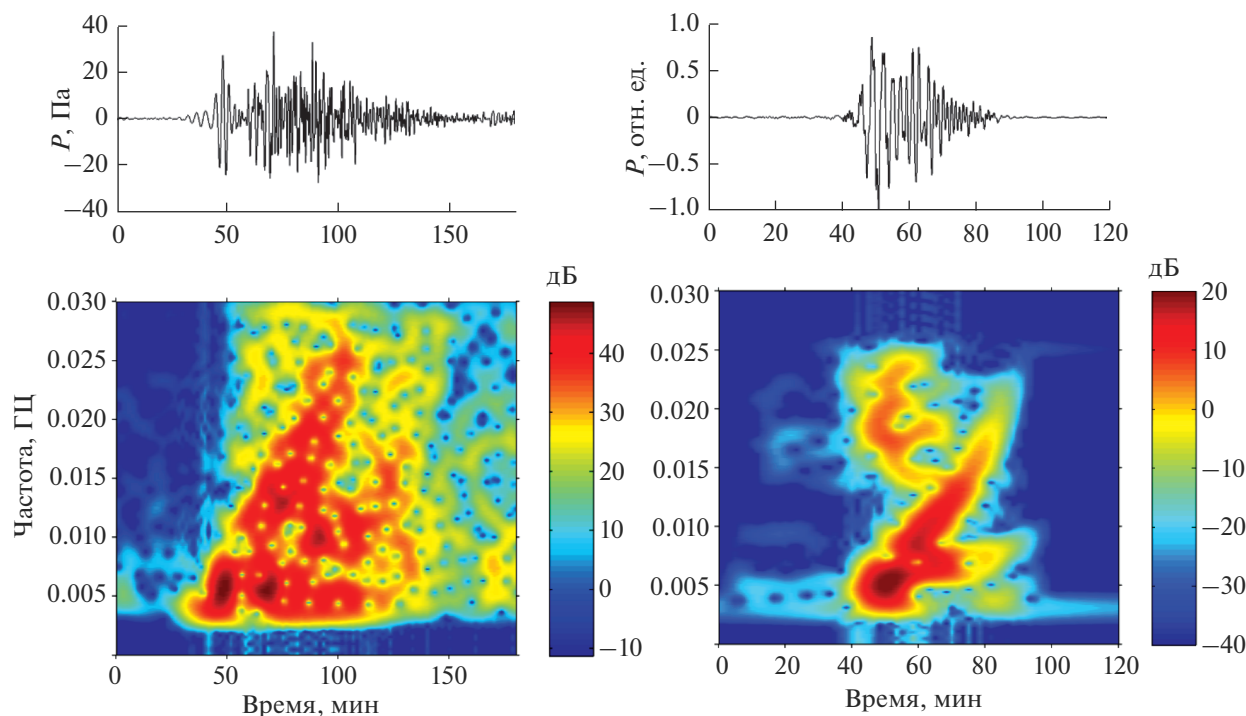


Рис. 9. Экспериментальный (IS30 7748 км) (слева) и рассчитанный (справа) сигналы в полосе частот 0.00376–0.03 Гц и их спектрограммы.

но-частотной характеристики барографа с ростом частоты в диапазоне 0.001–0.01 Гц. Кроме того, на положительной фазе сигнала барографа присутствует модуляция на периодах 4–5 мин, не учитываемая в модельном расчете сигнала. Она может быть связана с влиянием короткопериодных внутренних волн на сигнал давления, формировавшийся в период его излучения извержением вулкана. Ярко-выраженные внутренние волны с разными длинами волн, расходящиеся от вулкана в виде концентрических кругов, наблюдались на спутниковых снимках, сделанных в период извержения вулкана [24].

Ниже на рис. 10 показаны результаты сравнения сигнала, записанного барографом на станции IS30 (рис. 10в), с расчетным сигналом (рис. 10г), полученным в результате сложения волны Лэмба при  $q = 2$  (рис. 5б) с акустическим сигналом на рис. 9. Опять-таки видно, что расчетный сигнал хорошо объясняет наличие длительной положительной фазы в головной части сигнала, имеющей максимальную амплитуду в сигнале, и следующих за головной частью более слабых по амплитуде высокочастотных осцилляций. Эти осцилляции присутствуют как в самой волне Лэмба, так и в акустическом сигнале в диапазоне 0.0037–0.03 Гц. Однако, длительность последнего почти в два раза меньше длительности отфильтрованного экспериментального сигнала в диапазоне 0.0037–0.03 Гц.

Таким образом, суперпозиция решения линеаризованного уравнения КДВ в виде волны Лэмба и акустического сигнала, полученного методом ППУ, удовлетворительно описывает форму наблюдаемого сигнала в зависимости от расстояния от вулкана. Начальный сигнал по форме был выбран аналогичным сигналу от ядерного взрыва, несмотря на различие в механизмах генерации сигнала от ядерного взрыва и извержения вулкана. При таком выборе, однако, было учтено, что длительность положительной фазы сигнала (~25 мин) на расстояниях от 1850 км (IS22) до 7750 км (IS30) от вулкана почти в три раза превышала длительность сигнала от ядерного взрыва в 58 МТ ТНТ (~8 мин) на расстояниях 3600–6100 км [2].

Выбор формы начального сигнала в виде, заданном на некотором близком расстоянии от источника, в его волновой зоне (рис. 2), позволил нам объяснить основные закономерности в изменении формы наблюдаемых сигналов с ростом расстояния от вулкана. Однако, расчетный акустический сигнал в диапазоне 0.0037–0.03 Гц оказался примерно в два раза короче по длительности, чем наблюдаемый акустический сигнал в таком же диапазоне частот. Кроме того, нами не учитывался вклад внутренних гравитационных волн разных периодов (от 4 мин до нескольких десятков мин) в формирование сигнала в непосредственной близости от источника и вдали от него.

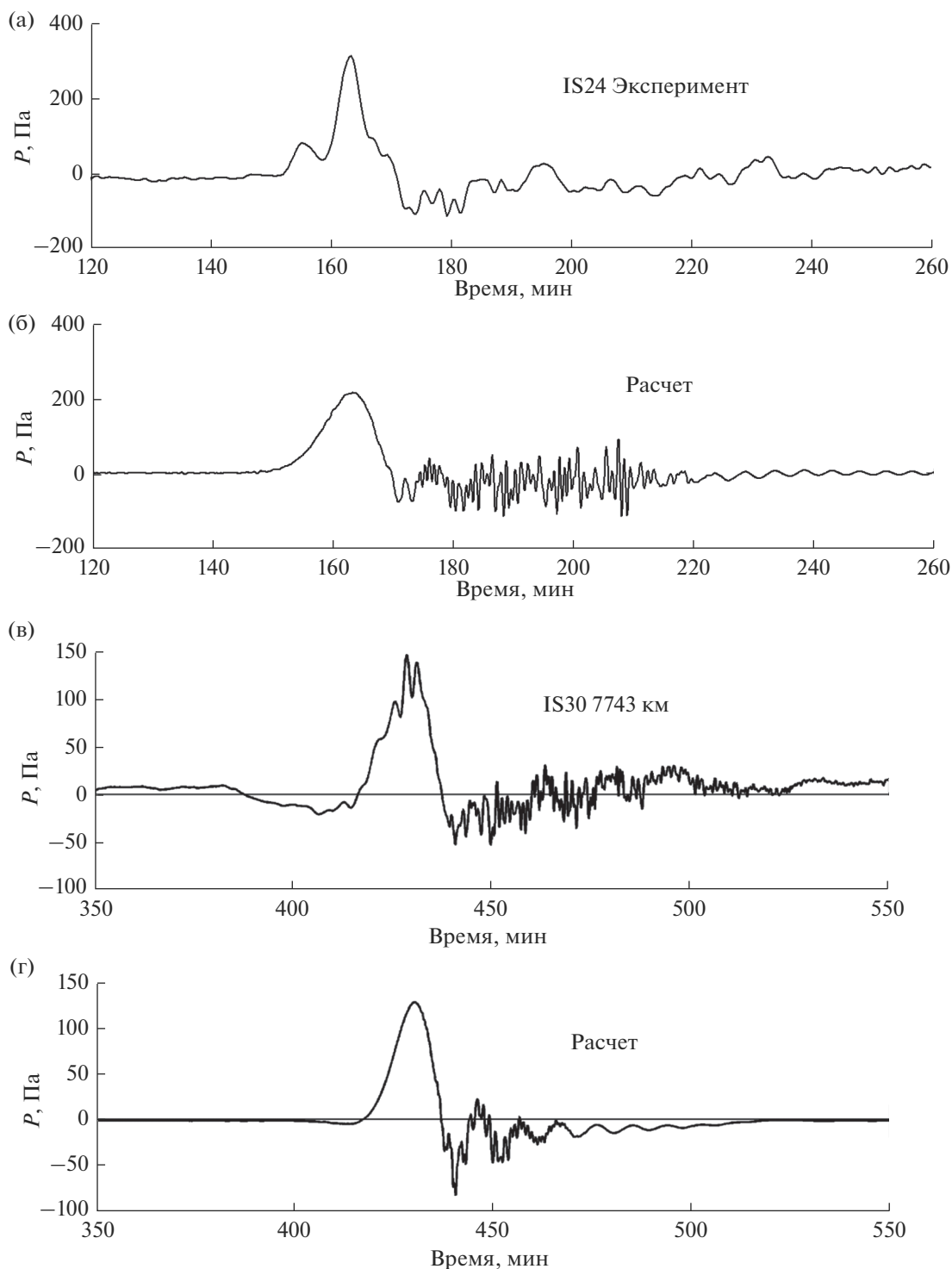


Рис. 10. Результаты сравнения расчетного и экспериментального сигналов для станций IS24 (а–б) и IS30 (в–г).

### ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В статье предложена теоретическая модель распространения сигнала атмосферного давления от извержения вулкана Тонга, с помощью которой дано объяснение некоторым закономерностям

в изменении формы наблюдаемого сигнала с ростом расстояния от вулкана. Модель основана на решении линеаризованного уравнения КДВ, которое описывает изменение формы волны Лэмба в зависимости от расстояния от источника. В качестве начального сигнала на некотором

близком расстоянии  $r$  от источника, взятом в его волновой зоне ( $r \geq \lambda$ , где  $\lambda$  – характерная длина волны Лэмба на частоте основного спектрального максимума наблюдаемого сигнала), был выбран импульс, аналогичный по форме модельному импульсу от ядерного взрыва (на рис. 2), но с характерной длительностью  $T_\gamma$  нарастания давления в сигнале при извержении вулкана, в несколько раз превышающей эту длительность для импульса давления от ядерного взрыва.

Полученное решение описывает увеличение длительности положительной фазы сигнала с ростом расстояния от источника, постепенное уменьшение крутизны переднего фронта сигнала, появление осцилляций на отрицательной фазе сигнала, рост периода и амплитуды этих осцилляций и постепенную трансформацию сигнала в волновой пакет на больших расстоя-

ниях (где параметр  $q = \frac{T_\gamma}{\tau_D} < 1$ ,  $\tau_D$  – характерное время дисперсии сигнала, растущее пропорционально расстоянию в степени 1/3), состоящий из головной волны Эйри и следующего за ней осциллирующего хвоста.

Некоторые из указанных выше закономерностей изменения формы сигнала с ростом расстояния, такие как рост длительности положительной фазы сигнала, появление осцилляций на отрицательной фазе сигнала и постепенное увеличение амплитуды отрицательной фазы, отмечались и в наблюдаемых сигналах. На этих сигналах наблюдались также высокочастотные вариации давления в акустическом диапазоне частот 0.0037–0.03 Гц. Они, как было показано, обусловлены вкладом в сигнал акустических мод низших номеров наряду с вкладом волны Лэмба.

Был проведен модельный расчет акустических сигналов методом ППУ для станций IS22, IS24 и IS30 с использованием вертикальных профилей  $S_{\text{эфф}}(z)$  для разных азимутальных направлений от вулкана к станциям. Полученная азимутальная анизотропия форм, амплитуд и длительностей расчетных сигналов для IS22 и IS24 обусловлена наличием в направлении на IS22 стратосферного и термосферного волноводов для акустических волн, и отсутствием стратосферного волновода в направлении на IS24. Однако, длительности зарегистрированных сигналов превышали расчетные длительности что, вероятно, было связано с тем, что реальное излучение волн вулканом при его извержении происходило в течение более длительного промежутка времени, чем моделируемое нами излучение. Тем не менее, было показано, что суперпозиция решения линеаризованного уравнения КДВ в виде волны Лэмба и акустического сигнала, полученного методом ППУ, удовлетворительно описывает основные особенно-

сти эволюции формы наблюдаемого сигнала в зависимости от расстояния от вулкана.

Была получена оценка энергии извержения вулкана  $E$  по амплитуде давления и характерной длительности сигнала ( $r = 2858$  км). Она дает значения, превышающие энергию, выделившуюся при взрыве ядерной бомбы в 58 МТ ТНТ и, тем более, первоначальную оценку энергии извержения вулкана в 18 МТ ТНТ, данную в [19].

Авторы благодарны J. Šepić за предоставленные данные по сигналам от вулкана (Institute of Oceanography and Fisheries, Croatia; <http://faust.izor.hr/autodatapub/postaje2>). Работа была выполнена при поддержке гранта РФФ № 21-17-00021.

## СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Tatsuya Kubota, Tatsuhiko Saito, Kiwamu Nishida*, Global fast-traveling tsunamis driven by atmospheric Lamb waves on the 2022 Tonga eruption // *Science* 2022. . <https://doi.org/10.1126/science.abo4364>
2. *Kulichkov S.N., Chunchuzov I.P., Popov O.E. et al.* Acoustic-Gravity Lamb Waves from the Eruption of the Hunga-Tonga-Hunga-Hapai Volcano, Its Energy Release and Impact on Aerosol Concentrations and Tsunami // *Pure Appl. Geophys.* 2022. V. 179. P. 1533–1548. <https://doi.org/10.1007/s00024-022-03046-4>
3. *Matoza R.S. et al.*, Atmospheric waves and global seismoacoustic observations of the January 2022 Hunga eruption, Tonga // *Science*. 2022.. <https://doi.org/10.1126/science.abo7063>
4. *Dolgikh G., Dolgikh S., Ovcharenko V.* Initiation of Infrasonic Geosphere Waves Caused by Explosive Eruption of Hunga Tonga-Hunga Ha'apai Volcano // *J. Mar. Sci. Eng.* 2022. V. 10. № 8. P. 1061. <https://doi.org/10.3390/jmse10081061>
5. *Адушкин В.В., Рыбнов Ю.С., Спивак А.А.* Геофизические эффекты извержения вулкана Хунга–Тонга–Хунга–Хаапай 15.01.2022 // Доклады Российской Академии Наук, 2022. Т. 504. № 2. С. 156–162.
6. *Pekeris C.L.* The propagation of a pressure pulse in the atmosphere // *Physical Review*. 1948. V. 73. P. 145–154.
7. *Pierce A.D. and Posey J.W.* Theory of excitation and propagation of Lamb's atmospheric edge mode from nuclear explosions // *Geophysical Journal of the Royal Astronomical Society*. 1971. V. 26. P. 341–368.
8. *Gossard E.E. and Hooke W.H.* *Waves in the Atmosphere*. 1975. Elsevier, New York.
9. *Kulichkov S.N.* Propagation of atmospheric Lamb waves along the Earth's surface // *Izvestiya, Atmospheric and Oceanic Physics*. 1987. V. 23. № 12. P. 935–942.
10. *Gurbatov S.N., Rudenko O.V.*, “Statistical phenomena” in Nonlinear Acoustics // *M. Academic Press*. 1998. P. 377–398.
11. *Adam D.* Tonga volcano eruption created puzzling ripples in Earth's atmosphere // *Nature*. 2022. V. 601. P. 497. <https://doi.org/10.1038/d41586-022-00127-1>

12. *Wright C.J., Hindley N.P., Alexander M.J., Barlow M., Hoffmann L., Mitchell C.N., et al.* Tonga eruption triggered waves propagating globally from surface to edge of space // *Earth and Space Science Open Archive (ESSOAr)*. 2022. Preprint server. <https://doi.org/10.1002/essoar.10510674.1>
13. *Ern M., Hoffmann L., Rhode S., Preusse P.* The meso-scale gravity wave response to the 2022 Tonga volcanic eruption: AIRS and MLS satellite observations and source backtracing // *Geophysical Research Letters*, 2022, V. 49. e2022GL098626. <https://doi.org/10.1029/2022GL098626>
14. *Karpman V.I.* Non-linear Waves in Dispersive Media, International Series of Monographs in Natural Philosophy, 1st Ed., 1975. V. 71.
15. *Press F. and Harkrider D.* Propagation of acoustic-gravity waves in the atmosphere // *J. Geophys. Res.* 1962. V. 67. № 10. P. 3889–3902.
16. *Posey J.W. and Pierce A.D.* Estimation of Nuclear Explosion Energies from Microbarograph Records. *Nature*, 1971. V. 232. P. 253.
17. *Зайцев А.И., Пелиновский Е.Н., Долгих Г.И., Долгих С.Г.* Регистрация возмущений в Японском море, вызванные извержением вулкана Хунга—Тонга—Хаапай в архипелаге Тонга 15.01.2022 // *Доклады РАН Науки о Земле*. 2022, Т. 506. № 2. С. 259–264.
18. *Donn W.L. and Shaw D.M.* Exploring the atmosphere with nuclear explosions // *Rev. Geophys.* 1967. V. 5. P. 53–82.
19. *Wexler H. and Hass W.A.* Global atmospheric pressure effects of the October 30, 1961 Explosion // *J. Geophys. Res.* 1962. V. 67. P. 3875–3887.
20. *Wall M.* Tonga undersea volcano eruption released up to 18 megatons of energy, <https://www.space.com/tonga-volcano-eruption-18-megatons#>, published January 25, 2022.
21. *Díaz J.S. and Rigby S.E.* Energetic output of the 2022 Hunga Tonga—Hunga Ha’apai volcanic eruption from pressure measurements // *Shock Waves*. Published online 2022. Springer. <https://doi.org/10.1007/s00193-022-01092-4>
22. *Vergos J., Hupe P., Listowski C. et al.* IMS observations of infrasound and acoustic-gravity waves produced by the January 2022 volcanic eruption of Hunga, Tonga: A global analysis // *Earth and Planetary Science Letters*. 2022. V. 591. 117639. P. 1–13.
23. *Avilov K.V.* Pseudo-differential parabolic equations of sound propagation in the slowly range-dependent ocean and their numerical solutions // *Acoust. Phys.* 1995. V. 41. №1. P. 1–7. <https://www.ecmwf.int/>.
24. *Adam D.* Tonga volcano eruption created puzzling ripples in Earth’s atmosphere // *Nature*. 2022. V. 601. 497. <https://doi.org/10.1038/d41586-022-00127-1>

## Evolution of the Atmospheric Pressure Signal from Tonga Volcano when Moving Away from It

I. P. Chunchuzov<sup>1, \*</sup>, S. N. Kulichkov<sup>1</sup>, O. E. Popov<sup>1</sup>, and V. G. Perepelkin<sup>1</sup>

<sup>1</sup>*Obukhov Institute of the Atmospheric Physics RAS, Pyzhevsky per. 3, Moscow, 119017 Russia*

\*e-mail: igor.chunchuzov@gmail.com

A model of atmospheric pressure signal propagation from the eruption of the Hunga—Tonga—Hunga—Ha’apai volcano (hereafter abbreviated as Tonga) is proposed. The model is used to explain some peculiarities in the changes in the wave form of the observed signal with increasing distance from the volcano. The model is based on the solution of the linearized Korteweg de Vries (KDV) equation, which describes the change in the wave form of the Lamb wave as a function of distance from the source. We compare the observed and model signals obtained as a superposition of the Lamb wave and the acoustic modes calculated for three infrasound stations (IS22, IS24, and IS30). The energy of the volcanic eruption is estimated from the pressure amplitude and characteristic duration of the signal recorded at one of the infrasound stations closest to the volcano (IS24).

**Keywords:** Lamb wave, acoustic and gravity modes, infrasound waves, eruption energy