

## ФИЗИКА ЗЕМЛИ, АТМОСФЕРЫ И ГИДРОСФЕРЫ

## Проявления атмосферной волны Лэмба в вариациях придонного давления

М. А. Носов,<sup>1,2,а</sup> К. А. Семенцов,<sup>1,б</sup> С. В. Колесов,<sup>1,2,в</sup> В. В. Прыдун<sup>1,г</sup><sup>1</sup> *Московский государственный университет имени М. В. Ломоносова, физический факультет, кафедра физики моря и вод суши Россия, 119991, Москва, Ленинские горы, д. 1, стр. 2*<sup>2</sup> *Институт морской геологии и геофизики Дальневосточного отделения РАН Россия, 693022, Южно-Сахалинск, ул. Науки, д. 1Б*

Поступила в редакцию 03.08.2022, после доработки 15.08.2022, принята к публикации 15.08.2022.

Представлен теоретический анализ волновых движений, возникающих в океане под действием бегущих возмущений атмосферного давления. Для океана фиксированной глубины получены формулы, описывающие проявления бегущих возмущений атмосферного давления в вариациях придонного давления. Получены формулы для оценки амплитуды свободных гравитационных волн, формируемых в океане бегущим атмосферным возмущением в области резкого изменения глубин. По данным наземных барографов IRIS и глубоководных станций уровня моря DART, которые зарегистрировали волновые возмущения в атмосфере и океане, вызванные взрывным извержением вулкана Хунга Тонга–Хунга Хаапай 15.01.2022 г., исследованы проявления атмосферной волны Лэмба в вариациях придонного давления. Показано, что волна Лэмба проявлялась в вариациях придонного давления с усилением, при идентичности волновых форм, зарегистрированных наземными барографами и донными датчиками давления. Показано, что волна Лэмба с амплитудой 500 Па способна возбудить в области глубоководного желоба поверхностные гравитационные волны с амплитудой 0.5 м.

**Ключевые слова:** вулканическое извержение, Хунга Тонга–Хунга Хаапай, волна Лэмба, генерация цунами, DART.

УДК: 551.466.62. PACS: 91.30.Nw.

## ВВЕДЕНИЕ

В южной части Тихого океана 15.01.2022 произошло взрывное извержение вулкана Хунга Тонга–Хунга Хаапай (Hunga Tonga–Hunga Ha’apai — НТННВ) [1]. Мощный взрыв привел к формированию волны Лэмба в атмосфере и волн цунами в океане. Атмосферное волновое возмущение отчетливо наблюдалось с геостационарного спутника GOES-17 [2] и было зарегистрировано многочисленными наземными барографами [3–5]. Волны цунами отмечались по всему Тихому океану: высоты волн достигали 15 м в ближней зоне и 1–3 м в дальней зоне — на расстоянии 8–10 тыс. км от вулкана [6, 7].

Наиболее надежный и удобный способ регистрации волн цунами в открытом океане основан на прецизионных измерениях вариаций придонного давления. Этот способ был предложен еще в 1960–70-х годах С. Л. Соловьевым [8, 9], и в настоящее время он широко используется как для решения задач оперативного прогноза, так и для изучения явления цунами [10, 11]. Из современных глубоководных регистраторов цунами наибольшей известностью среди специалистов пользуется система DART (Deep-ocean Assessment and Reporting of Tsunamis, <https://www.ndbc.noaa.gov/dart.shtml>). Вариации придонного давления, зарегистрированные именно этой системой, мы будем анализировать в настоящей работе.

Единственным серьезным недостатком глубоководных регистраторов цунами является зашумленность сигнала проявлениями сейсмических и гидроакустических волн. Примечательно, что при сильных цунамигенных землетрясениях вблизи очага цунами уровень этих «шумов» может превосходить уровень сигнала цунами на несколько порядков [12, 13]. В силу того, что «полезная» и «шумовая» компоненты вариаций придонного давления принадлежат различным частотным диапазонам [14, 15], для выделения сигнала цунами можно использовать частотную фильтрацию. Впрочем, на больших удалениях от очага проявления сейсмических и гидроакустических волн регистрируются существенно раньше цунами, — в таких случаях сигнал цунами хорошо различим и без частотной фильтрации [11].

Колебания атмосферного давления в волне Лэмба также способны обеспечивать «шумовой» вклад в вариации придонного давления. Как различить на записях вариаций придонного давления прямые проявления волны Лэмба и свободные гравитационные волны (цунами), сформированные этой атмосферной волной? Частотная фильтрация в данном случае не может обеспечить разделение сигналов, т.к. период волны Лэмба, наблюдавшейся 15.01.2022 г., составлял примерно 1 ч, что соответствует типичным периодам волн цунами.

Задача о возбуждении цунами волной Лэмба в атмосфере похожа на задачу о генерации метеоцунами [11, 16]. Основное отличие состоит в четко выраженной структуре бегущего атмосферного возмущения и скорости его распространения. При типичном возбуждении метеоцунами резонанс Праудмена [17] — близость скоростей распростра-

<sup>а</sup> E-mail: [m.a.nosov@mail.ru](mailto:m.a.nosov@mail.ru)

<sup>б</sup> E-mail: [sebest@yandex.ru](mailto:sebest@yandex.ru)

<sup>в</sup> E-mail: [kolesov@ocean.phys.msu.ru](mailto:kolesov@ocean.phys.msu.ru)

<sup>г</sup> E-mail: [pryadun.vv15@physics.msu.ru](mailto:pryadun.vv15@physics.msu.ru)

нения атмосферного возмущения и длинных волн в океане — реализуется на мелководье. Но если в качестве источника выступает волна Лэмба, то резонанс Праудмена достигается в областях глубоководных желобов [18].

Первой целью настоящей работы является теоретический анализ волновых движений, инициируемых в водном слое бегущими возмущениями атмосферного давления. В частности, нас будут интересовать проявления бегущего атмосферного возмущения в вариациях придонного давления, а также оценка амплитуды свободных гравитационных волн, возбуждаемых в океане волной Лэмба. Вторая цель состоит в подтверждении выявленных теоретических закономерностей на основе натуральных данных — записей наземных барографов IRIS и глубоководных станций уровня моря DART, которые зарегистрировали волновые возмущения в океане и атмосфере, вызванные взрывом вулкана Хунга Тонга-Хунга Хаапай 15.01.2022 г.

### 1. ВОЛНОВЫЕ ДВИЖЕНИЯ, ВОЗНИКАЮЩИЕ В ВОДНОМ СЛОЕ ПОД ДЕЙСТВИЕМ БЕГУЩИХ ВОЗМУЩЕНИЙ АТМОСФЕРНОГО ДАВЛЕНИЯ

Цель настоящего раздела — теоретический анализ линейного отклика водного слоя на возмущения атмосферного давления, бегущие вдоль свободной поверхности. В первой части раздела рассмотрим слой идеальной однородной несжимаемой жидкости постоянной глубины  $H$ . Слой жидкости находится в поле силы тяжести, которое характеризуется ускорением свободного падения  $g$ . Начало прямоугольной системы координат  $Oxz$  расположим на невозмущенной свободной поверхности жидкости. Ось  $Oz$  направим вертикально вверх, ось  $Ox$  — горизонтально. Полная трехмерная задача может быть сведена к описанной выше плоской постановке, если предположить, что атмосферное возмущение однородно вдоль своего фронта, а направление распространения возмущения совпадает с направлением оси  $Ox$ .

Пусть источник возмущений имеет вид гармонической волны давления, распространяющейся в положительном направлении оси  $Ox$ :

$$p_{atm} = p_a \sin(kx - \omega t), \quad (1)$$

где  $p_a$  — амплитуда колебаний атмосферного давления,  $k$  — волновое число,  $\omega$  — циклическая частота.

Задачу будем рассматривать в рамках линейной потенциальной теории [19]. Искомый потенциал скорости течения  $F$  должен удовлетворять уравнению Лапласа:

$$\frac{\partial^2 F}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 F}{\partial z^2} = 0. \quad (2)$$

Уравнение Лапласа (2) дополним граничным условием непротекания на дне:

$$\left. \frac{\partial F}{\partial z} \right|_{z=-H} = 0 \quad (3)$$

и линеаризованными динамическим (уравнение Бернулли) и кинематическим условиями на свободной

поверхности:

$$\left. \frac{\partial F}{\partial t} \right|_{z=0} + \frac{p_{atm}}{\rho} + g\xi = 0, \quad (4)$$

$$\frac{\partial \xi}{\partial t} = \left. \frac{\partial F}{\partial z} \right|_{z=0}, \quad (5)$$

где  $\xi$  — отклонение свободной поверхности жидкости от равновесного положения,  $\rho$  — плотность воды.

Для нахождения связи между придонным давлением  $p_{bott}$  и потенциалом запишем уравнение Бернулли на поверхности дна (при  $z = -H$ ):

$$\left. \frac{\partial F}{\partial t} \right|_{z=-H} + \frac{p_{bott}}{\rho} - gH = 0. \quad (6)$$

В силу линейности задачи (2)–(5) отклик водного слоя на возмущение вида (1) также будет представлять собой гармоническую волну. Уравнению (2) и граничному условию (3) удовлетворяет потенциал следующего вида [19]:

$$F = F_0 \operatorname{ch}[k(z + H)] \cos(kx - \omega t), \quad (7)$$

где  $F_0$  — амплитуда колебаний потенциала. Смещение свободной поверхности жидкости также имеет вид гармонической волны:

$$\xi = \xi_0 \sin(kx - \omega t), \quad (8)$$

где  $\xi_0$  — амплитуда колебаний свободной поверхности.

В результате подстановки выражений (7) и (8) в уравнения (4)–(6) и несложных тождественных преобразований получаем следующие формулы:

$$p_{bott} = \rho gH + p_b \sin(kx - \omega t), \quad (9)$$

$$p_b = \frac{p_a U^2}{\operatorname{ch}[kH] (U^2 - c_{ph}^2)}, \quad (10)$$

$$\xi_0 = \frac{p_a c_{ph}^2}{g\rho (U^2 - c_{ph}^2)}, \quad (11)$$

где  $U = \omega/k$  — скорость распространения атмосферного возмущения,  $c_{ph} = \sqrt{g \operatorname{th}[kH]/k}$  — фазовая скорость гравитационных поверхностных волн.

Из формулы (9) видно, что давление на дне  $p_{bott}$  состоит из гидростатической части  $\rho gH$  и вариаций давления — отклика на атмосферные возмущения, амплитуда которых  $p_b$  описывается формулой (10). Амплитуда колебаний свободной поверхности, возникающих под действием атмосферных возмущений, описывается формулой (11).

Следует подчеркнуть, что циклическая частота  $\omega$  и волновое число  $k$  в атмосферном возмущении не обязаны соответствовать дисперсионному соотношению для гравитационных волн на воде  $\omega^2 = gk \operatorname{th}[kH]$ . Но если такое соответствие — пусть

приближенное — наблюдается, то передача энергии от атмосферного возмущения к гравитационным поверхностным волнам становится чрезвычайно эффективной. Это явление известно как резонанс Праудмена [17].

Присутствие в знаменателе формулы (10) экспоненциально возрастающей функции  $ch[kH]$  говорит о том, что коротковолновые бегущие атмосферные возмущения ( $kH \gg 1$ ) не должны проявляться в вариациях придонного давления. В качестве критической длины волны удобно рассматривать  $\lambda_c = H$ . При  $\lambda = \lambda_c$  колебания атмосферного давления будут проявляться на дне с ослаблением в  $ch[2\pi] \approx 268$  раз. Примечательно, что если в атмосфере вдоль поверхности воды будет распространяться ударная волна с резким фронтом, то датчик придонного давления зарегистрирует не скачкообразное, а сглаженное — плавное изменение давления или (при  $\lambda < \lambda_c$ ) вообще не зарегистрирует никаких возмущений.

В тех случаях, когда длина атмосферного возмущения существенно превышает глубину океана ( $\lambda \gg H$  или  $kH \ll 1$ ), целесообразно в рассматриваемой задаче перейти к длинноволновому приближению, в рамках которого формулы (10) и (11) принимают следующий простой вид:

$$p_b = \frac{p_a U^2}{U^2 - gH}, \quad (12)$$

$$\xi_0 = \frac{p_a H}{\rho(U^2 - gH)}. \quad (13)$$

Из формулы (12) следует, что бегущие возмущения атмосферного давления должны проявляться в вариациях придонного давления не только без ослабления, но даже и с определенным усилением. Причем чем ближе скорость распространения атмосферных возмущений  $U$  к скорости длинных волн  $\sqrt{gH}$ , тем больше коэффициент усиления. В этой связи можно ожидать, что датчики придонного давления способны выступать в качестве эффективных регистраторов атмосферных волн Лэмба.

В первой части этого раздела мы рассматривали океан постоянной глубины. В силу того, что значительные площади Тихого океана представляют собой абиссальные равнины, такая упрощенная постановка задачи не является бессмысленной абстракцией. Но при этом важно понимать, что бегущее атмосферное возмущение в океане постоянной глубины формирует исключительно вынужденные волны в водном слое. Свободные гравитационные волны могут возникать только в водном слое переменной глубины [18]. При изменении глубины вынужденное возмущение — отклик водного слоя на атмосферную волну — перестраивается, и этот процесс сопровождается генерацией свободных волн. Заметим, что аналогичный эффект генерации свободных гравитационных волн в океане существует и для бегущих возмущений поверхности дна, обвязанных поверхностным сейсмическим волнам [20, 21].

Предположим, что в точке  $x = 0$  глубина океана скачком меняется с  $H_1$  на  $H_2$ . Для оценки амплитуды свободных гравитационных поверхностных

волн, возникающих на скачке глубин, воспользуемся линейной теорией длинных волн. В рамках этой теории уравнения гидродинамики сводятся к неоднородным волновым уравнениям с постоянными коэффициентами, которые записываются отдельно для подобластей  $x < 0$  и  $x > 0$ . В точке  $x = 0$  решения этих уравнений следует «сшивать» с учетом непрерывности смещения свободной поверхности и потока вещества:

$$\xi_1 = \xi_2, \quad H_1 u_1 = H_2 u_2. \quad (14)$$

Волновые уравнения запишем в двух формах [11]: для смещения свободной поверхности

$$\frac{\partial^2 \xi}{\partial t^2} - gH_i \frac{\partial^2 \xi}{\partial x^2} = \frac{H_i}{\rho} \frac{\partial^2 p_{atm}}{\partial x^2} \quad (15)$$

и для скорости горизонтального течения

$$\frac{\partial^2 u}{\partial t^2} - gH_i \frac{\partial^2 u}{\partial x^2} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial^2 p_{atm}}{\partial x \partial t}, \quad (16)$$

где  $i = 1, 2$ .

Бегущее атмосферное возмущение представим в виде:

$$p_{atm} = p_a f(x - Ut), \quad (17)$$

где  $f$  — безразмерная функция, описывающая форму атмосферного возмущения.

Решения волновых уравнений (15) и (16) состоят из вынужденного возмущения, бегущего со скоростью  $U$ , и свободных гравитационных волн, распространяющихся влево со скоростью  $\sqrt{gH_1}$  при  $x < 0$  и вправо со скоростью  $\sqrt{gH_2}$  при  $x > 0$ :

$$\xi_1 = \frac{H_1/\rho}{U^2 - gH_1} p_a f(x - Ut) + A^- f(x + \sqrt{gH_1}t), \quad (18)$$

$$\xi_2 = \frac{H_2/\rho}{U^2 - gH_2} p_a f(x - Ut) + A^+ f(x - \sqrt{gH_2}t), \quad (19)$$

$$u_1 = \frac{U/\rho}{U^2 - gH_1} p_a f(x - Ut) - A^- \sqrt{\frac{g}{H_1}} f(x + \sqrt{gH_1}t), \quad (20)$$

$$u_2 = \frac{U/\rho}{U^2 - gH_2} p_a f(x - Ut) + A^+ \sqrt{\frac{g}{H_2}} f(x - \sqrt{gH_2}t), \quad (21)$$

где  $A^-$  и  $A^+$  — амплитуды свободных волн бегущих в отрицательном и положительном направлении оси  $0x$  соответственно. Выписывая формулы (18)–(21) мы учли, что в бегущих (свободных) длинных волнах смещение свободной поверхности и скорость горизонтального течения связаны формулой:  $u = \mp \xi \sqrt{g/H}$ .

Сшивая решения (18)–(21) в точке  $x = 0$  с учетом условий (14), получаем следующие формулы для амплитуд свободных гравитационных волн, сформированных бегущим атмосферным возмущением на скачке глубин:

$$A^- = -\frac{p_a(\sqrt{gH_1} - \sqrt{gH_2})U^2}{\rho g(gH_1 - U^2)(\sqrt{gH_2} + U)}, \quad (22)$$

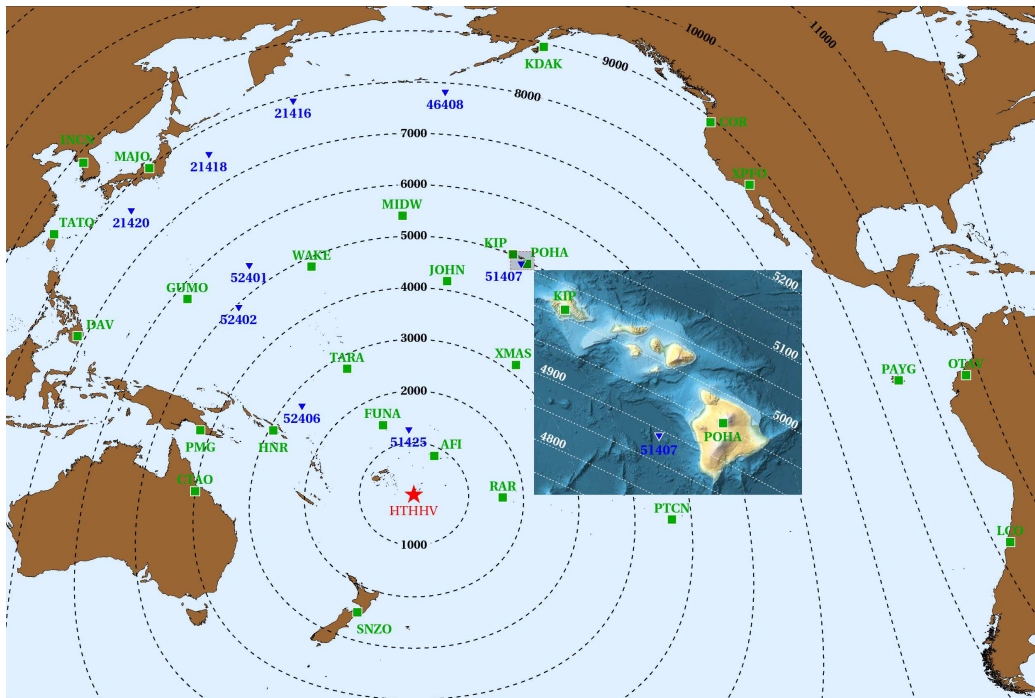


Рис. 1. Взаимное расположение вулкана Хунга Тонга–Хунга Хаапай (НТННВ — красная звездочка), барографов (зеленые квадраты) и глубоководных станций уровня моря DART (синие треугольники). Черные пунктирные линии показывают удаление от вулкана (цифры у линий — расстояние в километрах). На врезке детально представлена область расположения барографов POHA и KIP, а также станции DART51407. Удаление от вулкана на врезке показано белыми пунктирными линиями с интервалом 50 км (цифры у линий — расстояние в километрах)

$$A^+ = \frac{p_a(\sqrt{gH_1} - \sqrt{gH_2})U^2}{\rho g(gH_2 - U^2)(\sqrt{gH_1} - U)}. \quad (23)$$

Из формул следует, что амплитуда волн, возникающих на скачке глубин пропорциональна амплитуде возмущений атмосферного давления  $p_a$  и перепаду в скоростях длинных волн  $\sqrt{gH_1} - \sqrt{gH_2}$  на скачке глубин. Кроме того, видно, что волны существенной амплитуды могут возникать при близости к условиям резонанса Праудмена ( $U = \sqrt{gH_1}$  и/или  $U = \sqrt{gH_2}$ ). В случае волны Лэмба, бегущей со скоростью около 300 м/с [e.g. 3, 5, 18], условия резонанса выполняются только на значительных глубинах ( $H \approx 9000$  м), например в глубоководных желобах.

## 2. АНАЛИЗ ДАННЫХ НАТУРНЫХ ИЗМЕРЕНИЙ

В день взрывного извержения вулкана НТННВ (15.01.2022) в Тихом океане функционировали 33 станции DART. Записи, полученные большинством станций, оказались непригодны для анализа в силу одной из двух причин:

1. Дискретность измерений придонного давления во время прохождения волны Лэмба была слишком большой (15 мин).
2. В записях имелись значительные пропуски данных или ошибки измерений.

Только 9 из 33 станций DART зарегистрировали событие, включая его начальную фазу, с приемлемой дискретностью — не более 1 мин. Взаимное расположение этих 9 станций (синие треугольники) и вулкана НТННВ (красная звездочка) показано на рис. 1.

В качестве источника информации об атмосферной волне Лэмба использовались записи 26 наземных барографов тихоокеанского региона сети IRIS ([http:// ds.iris.edu/ds/](http://ds.iris.edu/ds/)), которые успешно зарегистрировали атмосферное возмущение. Дискретность измерений атмосферного давления составляла 1 с. Расположение барографов показано на рис. 1 зелеными квадратами.

Вариации атмосферного давления, зарегистрированные барографами, представлены на рис. 2. Оригинальные сигналы предварительно были обработаны фильтром с периодом отсечки 10 тыс. с для удаления низкочастотных изменений атмосферного давления. Проявления волны Лэмба хорошо видны на каждой из 26 записей. Волна всегда начинается с положительной фазы, после которой следует отрицательная фаза. Ближайший к вулкану барограф AFI (829 км) зарегистрировал размах вариаций давления 980 Па, наиболее удаленный барограф OTAV (10749 км) — 225 Па. Период волны Лэмба не имеет выраженной зависимости от расстояния и составляет примерно 1 ч.

Максимумы положительной фазы однозначно выделяются на записях — соответствующие моменты времени мы далее будем ассоциировать с временами вступления волны Лэмба. На рис. 3 представлена зависимость времени вступления от расстояния между вулканом и барографами. Видно, что полученная зависимость близка к линейной. Пунктиром построена регрессионная прямая, полученная методом наименьших квадратов. Регрессионный анализ позволил оценить скорость распространения волны Лэмба  $U = 312 \pm 4$  м/с и время в источнике 04:27 UTC  $\pm 4$  мин. Интервальные оценки соответствуют

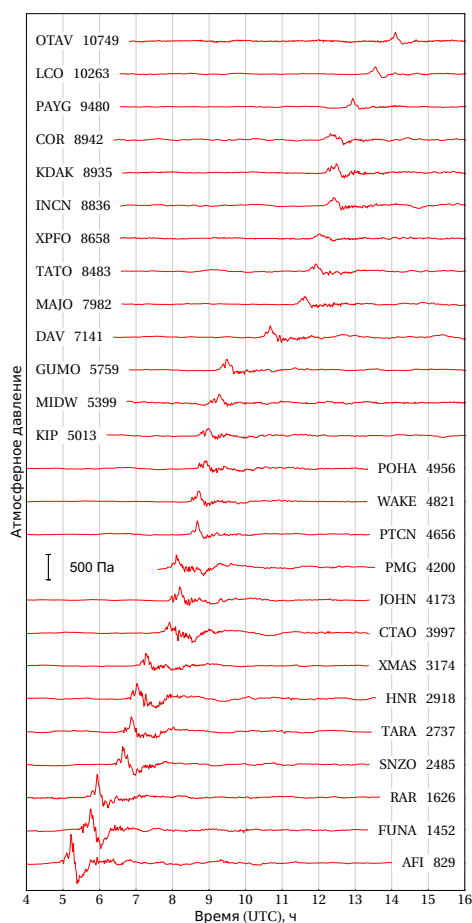


Рис. 2. Вариации атмосферного давления, зарегистрированные барографами сети IRIS в Тихоокеанском регионе 15.01.2022 г. Записи построены на рисунке в порядке возрастания расстояния между вулканом и барографами (снизу-вверх). Названия барографов и расстояния до вулкана в километрах указаны у кривых

95% вероятности. Полученные нами оценки скорости волны Лэмба и времени взрыва вулкана хорошо согласуются с оценками других авторов [2, 4–6].

На рис. 4 представлены записи колебаний уровня моря (вариаций придонного давления), зарегистрированные станциями DART. Из оригинальных сигналов предварительно была удалена низкочастотная приливная компонента (период отсечки фильтра 10 тыс. с). На рисунке отмечены: полученное по нашим оценкам время в источнике (НТННВ), моменты вступления волны Лэмба (L) с учетом 95% доверительных интервалов и расчетные времена вступления длинных гравитационных волн (G), сформированных вблизи вулкана. Моменты вступления волны Лэмба рассчитаны по упомянутой выше регрессионной зависимости, исходя из расстояния между вулканом и станциями DART. Время вступления гравитационных волн определено с использованием длинноволнового блока численной модели цунами СРТМ [22].

Из рис. 4 видно, что датчики придонного давления регистрируют сигнал с амплитудой около 0.1 м задолго (от 1 до 4 ч) до расчетного времени вступления длинных гравитационных волн. Это свидетельствует о том, что наблюдаемые возмущения не могли быть сформированы за счет

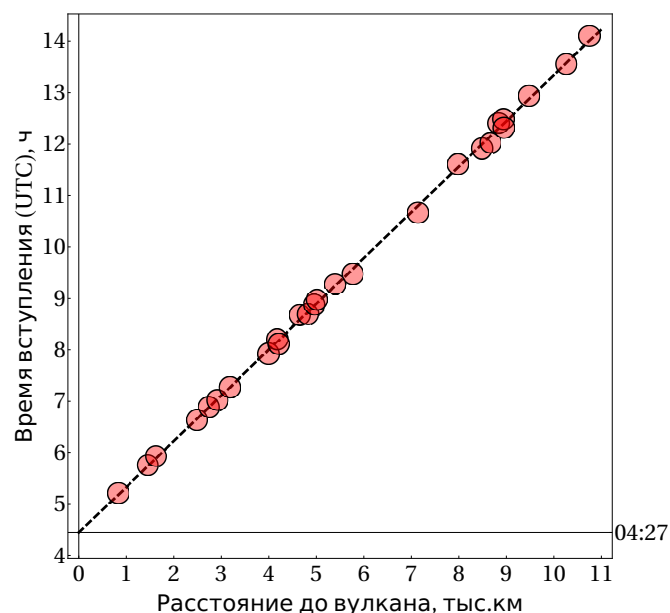


Рис. 3. Время вступления волны Лэмба в зависимости от расстояния между вулканом Хунга Тонга–Хунга Хаапай и барографами IRIS (кружки). Пунктиром показана регрессионная зависимость. На оси времени отмечено время в источнике (4:27 UTC), полученное путем экстраполяции регрессионной прямой на нулевое расстояние

эффектов, локализованных вблизи вулкана (выброс в воду большого объема вещества, коллапс кальдеры, оползни и т.д.) [11]. Возмущения, опережающие гравитационные волны, своим возникновением могут быть обязаны только волне Лэмба, распространяющейся в атмосфере в среднем быстрее, чем длинные волны в океане. Заметим, что аналогичные ранние вступления волн цунами, которые опережали расчетные времена, отмечались при извержении вулкана Кракатау в 1883 г. [23, 24].

Из рис. 4 хорошо видно, что максимум первого отчетливо наблюдаемого всплеска сигнала на записях DART во всех случаях лежит в пределах 95% доверительного интервала, соответствующего времени вступления волны Лэмба. Следовательно, этот всплеск есть не что иное, как прямое проявление колебаний атмосферного давления в вариациях придонного давления. После прохождения волны Лэмба на записях начинаются продолжительные колебания, которые представляют собой свободные гравитационные волны (цунами), вызванные бегущим атмосферным возмущением. Позже к ним несомненно присоединяются волны, сформированные вблизи вулкана. Но вступления этих волн можно заметить на записях только трех ближайших к вулкану станций DART (51425, 52406, 51407).

Оценим амплитуду свободных гравитационных волн, формируемых в океане волной Лэмба. Как было показано выше, бегущее возмущение атмосферного давления вызывает вынужденное возмущение водной поверхности аналогичной формы. При этом в океане постоянной глубины свободные гравитационные волны не возникают. Свободные волны должны возникнуть при прохождении волной Лэмба области изменения глубин. Простая оценка с использованием формул (22) и (23) показывает, что на

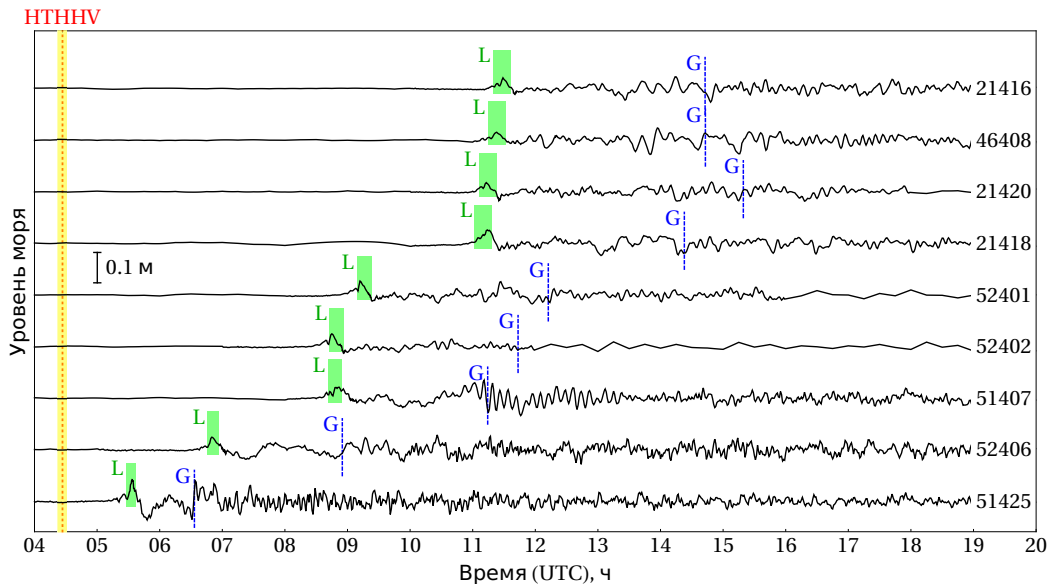


Рис. 4. Колебания уровня моря, зарегистрированные станциями DART. Из оригинальных сигналов предварительно была удалена приливная компонента. НТННВ — время в источнике (4:27 UTC ±4 мин), L — моменты вступления волны Лэмба с учетом 95% доверительных интервалов, G — расчетное время вступления длинных гравитационных волн

скачке глубин от 1 до 9 км (е.g. западный склон желоба Тонга) волна Лэмба с амплитудой 500 Па способна сформировать свободные гравитационные волны в океане с амплитудами  $A^- \approx 0.018$  м и  $A^+ \approx 0.51$  м. А при скачке глубин от 9 до 5 км (е.g. восточный склон желоба Тонга) — с амплитудами  $A^- \approx 0.077$  м и  $A^+ \approx 0.52$  м. Эти оценки не противоречат амплитудам волн, зарегистрированных станциями DART.

Как видно из рис. 1, станции DART и барографы сети IRIS практически во всех случаях располагались на расстояниях от нескольких сотен до тысяч километров друг от друга. Единственным исключением из этого правила являются три измерителя, установленные в районе Гавайских островов: барографы РОНА и КИР, а также глубоководная станция уровня моря DART51407. Расположение этих трех измерителей показано на врезке рис. 1. Близкое расположение наземных барографов и глубоководного измерителя давления дает уникальную возможность прямого сопоставления зарегистрированных волновых форм.

На рис. 5 красной и зеленой кривыми представлены вариации атмосферного давления, зарегистрированные барографами РОНА и КИР. Из временных рядов предварительно удалены компоненты с периодами более 10 тыс. с — аналогично тому, как это было сделано при представлении данных на рис. 2. Синей кривой и голубыми точками на рис. 5 показаны вариации придонного давления. На официальном сайте системы DART ([https://www.ndbc.noaa.gov/station\\_page.php?station=51407](https://www.ndbc.noaa.gov/station_page.php?station=51407)) придонное давление представлено в метрах водяного столба. Пересчет давления в Паскали мы проводили с использованием указанной там константы. Для удаления приливных колебаний из оригинальных данных вычитался линейный тренд, полученный методом наименьших квадратов. Такая методика обработки позволила сохранить

оригинальную дискретность измерений. Как было показано выше, вариации атмосферного давления должны проявляться в придонной области глубокого океана с заметным усилением (см. формулу (12)). Поэтому для сравнения с колебаниями атмосферного давления вариации придонного давления представлены на рисунке помноженными на величину  $(U^2 - gH)/U^2 \approx 0.518$  (расчет выполнен при  $U = 312$  м/с,  $g = 9.8$  м/с<sup>2</sup> и  $H = 4793$  м — соответствует глубине океана в точке расположения станции DART51407).

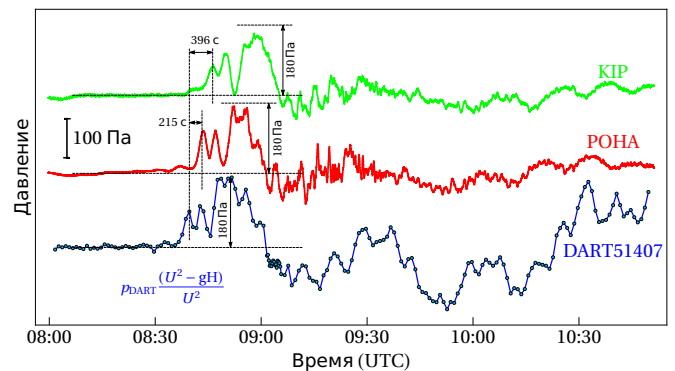


Рис. 5. Сопоставление вариаций атмосферного давления (РОНА, КИР) и придонного давления (DART51407) при прохождении волны Лэмба. Вариации придонного давления помножены на величину  $(U^2 - gH)/U^2$ . Горизонтальными стрелками отмечены временные задержки вступления сигналов, вертикальными стрелками — амплитуда положительной фазы волны

Отметим, что мы применяем формулу (12), соответствующую длинноволновому приближению. Убедимся, что такой подход оправдан. Из рис. 5 видно, что минимальный период значимых вариаций атмосферного давления в волне Лэмба составляет  $T_{min} \approx 200$  с. Соответствующая длина волны  $\lambda_{min} = UT_{min} \approx 60$  км. Видно, что  $\lambda_{min} \gg H$ . Сле-

довательно, длинноволновое приближение вполне применимо.

Из рис. 5 можно заключить, что волновые формы, регистрируемые станцией DART51407 и барографом РОНА, фактически идентичны примерно в течение получаса (с 8:30 до 9:00 UTC). С учетом коэффициента пересчета  $(U^2 - gH)/U^2$  весьма близки и амплитуды зарегистрированных сигналов ( $\approx 180$  Па). Небольшой временной сдвиг между волновыми формами объясняется тем, что станция DART51407 расположена ближе к вулкану на  $\Delta_{РОНА} \approx 66.9$  км. Волна Лэмба преодолевает это расстояние за время  $\Delta_{РОНА}/U \approx 215$  с.

Колебания атмосферного давления, зарегистрированные барографом КИР, также близки по форме и амплитуде к сигналам РОНА и DART51407 в течение получаса с момента вступления. Но барограф КИР расположен на  $\Delta_{КИР} \approx 123.7$  км дальше от вулкана по сравнению со станцией DART51407. На преодоление этого расстояния волна Лэмба затратила время  $\Delta_{КИР}/U \approx 396$  с, что также очень хорошо соответствует наблюдаемой задержке сигнала.

### ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Выполнен теоретический анализ линейного отклика водного слоя на возмущения атмосферного давления, бегущие вдоль свободной поверхности воды. Подтверждено, что в океане фиксированной глубины атмосферное возмущение, бегущее со скоростью  $U$ , вызывает сопутствующее вынужденное возмущение, амплитуда которого зависит от соотношения скорости  $U$  и фазовой скорости гравитационных поверхностных волн  $c_{ph}$ . Установлено, что в вариациях придонного давления могут проявляться атмосферные возмущения с длинами волн, превышающими глубину океана:  $\lambda > H$ . При  $\lambda \gg H$  бегущие возмущения атмосферного давления проявляются у дна океана с усилением, а при близости к резонансу Праудмена — со значительным усилением. В этой связи датчики придонного давления, установленные на значительных глубинах, должны быть эффективными регистраторами атмосферных волн Лэмба.

В океане постоянной глубины бегущие атмосферные возмущения вызывают только вынужденные, но не свободные волны. Для генерации свободных волн принципиальным является наличие достаточного резкого изменения глубин океана вдоль трассы распространения атмосферного возмущения. Получены формулы, описывающие амплитуды свободных гравитационных волн (цунами), возникающих под действием бегущего атмосферного возмущения в области скачкообразного изменения глубин. Показано, что амплитуда свободных волн пропорциональна амплитуде колебаний атмосферного давления и разнице скоростей длинных волн на скачке глубин. Кроме того, амплитуда волн может заметно возрастать при приближении к условиям резонанса Праудмена, которые в случае волн Лэмба реализуются в области глубоководных желобов.

По данным наземных барографов IRIS тихоокеанского региона исследованы проявления волн Лэмба, вызванных взрывом вулкана Хунга Тонга-Хунга Хаапай 15.01.2022. Установлено, что волна

Лэмба распространялась со скоростью  $312 \pm 4$  м/с, а время в источнике составило  $04:27$  UTC  $\pm 4$  мин (интервальные оценки соответствуют 95% вероятности). По данным глубоководных станций уровня моря DART показано, что первый отчетливо различимый всплеск придонного давления в точности соответствует времени прохождения волны Лэмба. Сопоставление колебаний давления, зарегистрированных барографами РОНА и КИР, а также глубоководной станцией уровня моря DART51407, показало идентичность волновых форм в течение примерно 30 мин с момента вступления волны Лэмба (позже датчик давления начинает регистрировать волны цунами, вызванные волной Лэмба). Оказались близкими и амплитуды сигналов, зарегистрированных наземными барографами и донным датчиком давления. Заметим, что вариации придонного давления были представлены с учетом теоретически рассчитанного корректирующего множителя, что подтвердило правильность представленных в работе теоретических представлений.

Исследование выполнено за счет гранта Российского научного фонда № 22-27-00415, <https://rscf.ru/project/22-27-00415/>.

### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Zhao W., Sun C., Guo Z. // The Innovation. 2022. **3**. N 2. P. 100218.
2. Amores A., Monserrat S., Marcos M. et al. // *Geophys. Res. Lett.* 2022. **49**, e2022GL098240.
3. Kubota T., Saito T., Nishida K. // *Science*. 2022. **377**. P. 91.
4. Matoza R.S., Fee D., Assink J.D. et al. // *Science*. 2022. **377**. P. 95.
5. Kulichkov S.N., Chunchuzov I.P., Popov O.E. et al. // *Pure and Applied Geophysics*. 2022. **179**. P. 1533.
6. Global Historical Tsunami Database / NOAA National Centers for Environmental Information, [https://www.ngdc.noaa.gov/hazard/tsu\\_db.shtml](https://www.ngdc.noaa.gov/hazard/tsu_db.shtml)
7. Зайцев А.И., Пелиновский Е.Н., Долгих Г.И. и др. // *ДАН*. 2022. **506**. № 2. С. 136.
8. Соловьев С.Л. Проблема цунами. М.: Наука, 1968. С. 7.
9. Жак В.М., Соловьёв С.Л. // Докл. АН СССР. 1971. **198**, № 4. С. 816.
10. Рабинович А.Б. // Изв. РАН. Физика атмосферы и океана. 2014. **50**, № 5. С. 508. (Rabinovich A.B. // *Izv. Atmos. Ocean Phys.* 2014. **50**. P. 445.)
11. Levin B.W., Nosov M.A. *Physics of Tsunamis*. Second Edition. Springer, 2016.
12. Watanabe O., Matsumoto H., Sugioka H. et al. // *Eos, Transactions American Geophysical Union*. 2004. **85**, N 2. P. 14.
13. Nosov M.A., Kolesov S.V. // *Natural Hazards and Earth System Sciences*. 2007. **7**. № 2. P. 243.
14. Носов М.А., Григорьева С.С. // *Вестн. Моск. ун-та. Физ. Астрон.* 2015. № 4. С. 109. (Nosov M.A., Grigorieva S.S. // *Mosc. Univ. Phys. Bull.* 2015. **70**, N 4. P. 326).
15. Nosov M., Karpov V., Kolesov S. et al. // *Earth, Planets and Space*. 2018. **70**, N 1. P. 1.
16. Vilibić I., Šepić J., Rabinovich A.B. et al. // *Frontiers in Marine Science*. 2016. **3**. P. 57.
17. Proudman J. // *Geophys. Suppl. Mon. Notices R. Astr. Soc.* 1929. **2**. P. 197.
18. Носов М.А., Семенцов К.А., Колесов С.В. и др. // *ДАН*. 2022 (в печати).

19. Ландау Л.Д., Лившиц Е.М. Теоретическая физика. Т. 6. Гидродинамика. М.: Наука, 1986.
20. Носов М.А., Семенцов К.А., Колесов С. В. и др. // ДАН. 2015. **461**, № 5. С. 593.
21. Sementsov K.A., Nosov M.A., Kolesov S.V. et al. // Journal of Geophysical Research: Oceans. 2019. **124**, N 11. P. 8468.
22. Носов М.А., Колесов С.В. // Математическое моделирование. 2019. **31**, № 1. С. 44.
23. Press F., Harkrider D. // Science. 1966. **154**, N 3754. P. 1325.
24. Choi B.H., Pelinovsky E., Kim K.O. et al. // Natural Hazards and Earth System Sciences. 2003. **3**, N 5. P. 321.

### Atmospheric Lamb Wave Manifestations in Bottom Pressure Variations

**M.A. Nosov<sup>1,2,a</sup>, K.A. Sementsov<sup>1,b</sup>, S.V. Kolesov<sup>1,2,c</sup>, V.V. Pryadun<sup>1,d</sup>**

<sup>1</sup>Chair of Physics of Sea and Inland Water, Faculty of Physics, Lomonosov Moscow State University Moscow 119991, Russia

<sup>2</sup>Institute of Marine Geology and Geophysics, Far Eastern Branch of the Russian Academy of Science Yuzhno-Sakhalinsk, 693022 Russia

E-mail: <sup>a</sup>[m.a.nosov@mail.ru](mailto:m.a.nosov@mail.ru), <sup>b</sup>[sebbest@yandex.ru](mailto:sebbest@yandex.ru), <sup>c</sup>[kolesov@ocean.phys.msu.ru](mailto:kolesov@ocean.phys.msu.ru),

<sup>d</sup>[pryadun.vv15@physics.msu.ru](mailto:pryadun.vv15@physics.msu.ru)

A theoretical analysis of wave motions that arise in the ocean under the action of traveling disturbances of atmospheric pressure is presented. Formulas for a fixed-depth ocean have been obtained to describe the manifestations of traveling disturbances of atmospheric pressure in bottom pressure variations. Formulas have been obtained for estimating the amplitude of free gravity waves generated in the ocean by a traveling atmospheric disturbance in the region of a sharp change in depth. Data from IRIS ground-based barographs and DART (Deep-ocean Assessment and Reporting of Tsunami) stations recording wave disturbances in the atmosphere and ocean caused by the explosive eruption of the Hunga Tonga–Hunga Ha’apai volcano on January 15, 2022 have been used to study the atmospheric Lamb wave manifestations in bottom pressure variations. A Lamb wave was shown to be manifested in bottom pressure variations with amplification and identical waveforms recorded by ground-based barographs and bottom pressure sensors. A Lamb wave with an amplitude of 500 Pa can excite surface gravity waves with an amplitude of 0.5 m in the region of a deepwater trench.

*Keywords:* volcanic eruption, Hunga Tonga–Hunga Ha’apai, Lamb wave, tsunami generation, DART.

PACS: 91.30.Nw.

*Received 03 August 2022.*

English version: *Moscow University Physics Bulletin. 2022. 77, No. 6. Pp. 896–904.*

#### Сведения об авторах

1. Носов Михаил Александрович — доктор физ.-мат. наук, доцент, профессор РАН, зав. кафедрой физики моря и вод суши; тел.: (495) 939-16-77, e-mail: [m.a.nosov@mail.ru](mailto:m.a.nosov@mail.ru).
2. Семенцов Кирилл Александрович — канд. физ.-мат. наук, науч. сотрудник; тел.: (495) 939-36-98, e-mail: [sebbest@yandex.ru](mailto:sebbest@yandex.ru).
3. Колесов Сергей Владимирович — канд. физ.-мат. наук, ст. науч. сотрудник; тел.: (495) 939-36-98, e-mail: [kolesov@ocean.phys.msu.ru](mailto:kolesov@ocean.phys.msu.ru).
4. Прядун Василиса Владимировна — аспирант; тел.: (495) 939-36-98, e-mail: [pryadun.vv15@physics.msu.ru](mailto:pryadun.vv15@physics.msu.ru).