

РАДІОФІЗИКА ГЕОКОСМОСУDOI: <https://doi.org/10.15407/rpra23.02.094>УДК 551.558, 551.596,
534.221

Л. Ф. ЧЕРНОГОР, Н. Б. ШЕВЕЛЕВ

PACS numbers: 93, 96.30.s

Харьковский национальный университет имени В. Н. Каразина,
пл. Свободы, 4, г. Харьков, 61022, Украина
E-mail: Leonid.F.Chernogor@univer.kharkov.ua**ЗАВИСИМОСТЬ АМПЛИТУДЫ ИНФРАЗВУКОВОЙ ВОЛНЫ,
СГЕНЕРИРОВАННОЙ ТУНГУССКИМ КОСМИЧЕСКИМ ТЕЛОМ,
ОТ РАССТОЯНИЯ**

Предмет и цель работы: Предметом исследования являются особенности изменения амплитуды инфразвуковой волны, распространяющейся в атмосфере Земли на глобальные расстояния. В качестве мощного источника инфразвуковой волны выбран пролет и взрыв в атмосфере на высоте $6 \div 10$ км Тунгусского космического тела 30 июня 1908 г. в Центральной Сибири. Целью работы является исследование зависимости амплитуды давления в инфразвуковой волне, сгенерированной падением и взрывом Тунгусского космического тела, от расстояния, а также получение простых аппроксимирующих зависимостей, связывающих амплитуду давления в инфразвуковой волне с расстоянием между источником инфразвука и местом его регистрации.

Методы и методология: По данным евро-азиатской сети микробарографов, расположенных в 23 измерительных пунктах, удаленных от места Тунгусской катастрофы на $0.49 \div 35$ Мм, построено корреляционное поле "расстояние – амплитуда давления", при помощи которого изучались зависимости амплитуды давления в инфразвуковой волне от расстояния. При анализе зависимости амплитуды от расстояния между источником генерации волны и местом ее регистрации производился поиск модели ослабления амплитуды волны с расстоянием, наилучшим образом описывающей результаты наблюдений. Проверке подлежали следующие модели распространения: распространение в свободном пространстве со сферической расходимостью фронта волны, распространение в приземном волноводе с цилиндрической расходимостью фронта волны, распространение с постепенным переходом от сферической расходимости к цилиндрической (с учетом и без учета затухания).

Результаты: Для различных моделей распространения инфразвуковой волны вдоль поверхности Земли в интервале расстояний $0.49 \div 35$ Мм получены аппроксимирующие зависимости амплитуды давления в инфразвуковой волне от расстояния. В качестве исходных моделей распространения инфразвуковой волны на глобальные расстояния выбирались следующие: сферическая расходимость фронта волны без затухания; цилиндрическая расходимость фронта волны без затухания; комбинация сферической и цилиндрической расходимостей фронта волны без затухания; расходимость фронта волны, описываемая неуниверсальным степенным законом без затухания; цилиндрическая расходимость фронта волны с затуханием; сферическая расходимость фронта волны с затуханием. Проведен сравнительный анализ полученных аппроксимирующих зависимостей. В случае цилиндрической и сферической расходимостей фронта волны в волноводах Земля – стратосфера и Земля – термосфера оценен коэффициент затухания. Он оказался приблизительно равным 0.16 и 0.17 Мм⁻¹ соответственно.

Заключение: Установлено, что зависимость амплитуды инфразвуковой волны, сгенерированной падением и взрывом Тунгусского космического тела, от расстояния является сложной и с трудом поддается аппроксимации простыми математическими соотношениями, основанными на физически разумных механизмах распространения инфразвуковых волн вдоль поверхности Земли на глобальные расстояния. Сравнительный анализ полученных аппроксимирующих зависимостей позволил выделить из их совокупности предпочтительные зависимости. К ним относятся зависимости, основанные на следующих моделях распространения инфразвуковых волн в волноводах, образованных поверхностью Земли и атмосферными областями (в первую очередь стратосферой и в меньшей степени термосферой): модель со сферической расходимостью с постепенным переходом к цилиндрической расходимости и модель с цилиндрической расходимостью и затуханием.

Ключевые слова: Тунгусское космическое тело, инфразвуковая волна, амплитуда волны, зависимость амплитуды от расстояния, модели ослабления амплитуды волны, сферическая расходимость фронта волны, волноводное распространение, цилиндрическая расходимость, степенной закон расходимости фронта волны, затухание волны, коэффициент затухания, аппроксимирующие зависимости

© Л. Ф. Черногор, Н. Б. Шевелев, 2018

1. Введение

Падение и взрыв в атмосфере Тунгусского космического тела относится к уникальным событиям (частота падения подобных тел – одно событие за $100 \div 300$ лет [1, 2]). Во-первых, имела место самая сильная за последние 110 лет бомбардировка Земли из космоса. По разным оценкам, энергия взрыва составляла $10 \div 50$ Мт ТНТ [1, 2]. Во-вторых, природа космического тела до сих пор не установлена. По мнению одних авторов (см., например, [3]), в атмосферу Земли вторглась комета, по мнению других – астероид (см., например, [4]).

В качестве основных аргументов в пользу кометной гипотезы обычно приводятся следующие: наблюдавшиеся яркие сумерки при заходе Солнца, ночное свечение атмосферы, яркие серебристые облака, дневные оптические эффекты, отсутствие метеоритов [3].

Основные аргументы в пользу астероидной гипотезы такие: близость орбиты космического тела к астероидальной и его проникновение до высоты ~ 6 км (из-за низкой прочности материала кометы она не могла проникнуть ниже 22 км) [2, 4]. Физико-математическое моделирование позволило объяснить полное распыление астероида и, следовательно, отсутствие метеоритов.

Исследованию эффектов Тунгусского космического тела посвящено большое количество работ, обзоров и книг [5–11]. Благодаря усилиям многих исследователей общая картина удивительного природного феномена стала более или менее понятной. Но остается целый ряд нерешенных вопросов. Ответы на них позволили бы лучше понять физические процессы, которые сопровождают вторжение крупных космических тел в атмосферу Земли.

Среди многих других физических явлений заметное место занимает генерация и распространение инфразвуковых волн, вызванных падением и взрывом космических тел. Изучение особенностей распространения инфразвука на глобальные расстояния имеет большое общенаучное и практическое значения [12, 13]. Для проведения таких исследований удобным источником инфразвуковых волн могут быть взрывающиеся космические тела [13].

Целью настоящей работы является исследование зависимости амплитуды давления в инфра-

звуковой волне, сгенерированной падением и взрывом Тунгусского космического тела, от расстояния между источником инфразвука и местом его регистрации, а также получение простых аппроксимирующих зависимостей, связывающих амплитуду и расстояние.

2. Общие сведения

Тунгусское космическое тело вторглось в атмосферу Земли над Центральной Сибирью в районе реки Подкаменная Тунгуска 30 июня 1908 г. в 00:13:59 UT ± 8 мин. Координаты эпицентра взрыва следующие: $60^\circ 53' 09'' \pm 6''$ с. ш., $101^\circ 53' 40'' \pm 13''$ в. д. [2]. Начальная масса тела оценивается в 1 Мт, энергия взрыва – $20 \div 50$ Мт ТНТ, высота взрыва – $6 \div 10$ км [1]. Взрывная волна привела к вывалу леса на площади (2150 ± 50) км² [2]. На больших удалениях от эпицентра взрыва ударная волна преобразовалась в акустико-гравитационную волну, инфразвуковая часть которой содержала периоды T от ~ 10 с до $3 \div 5$ мин [12]. Инфразвуковая волна была зарегистрирована при помощи существовавших тогда микробарографов в 23 евро-азиатских измерительных пунктах, перечисленных в табл. 1. Табл. 1 построена по данным из работ [14–16]. Расстояние от источника инфразвука до измерительного пункта r изменялось в широких пределах: от 0.49 до 5.8 Мм. Обсерватория Потсдам зарегистрировала как прямую ($r \approx 5.1$ Мм), так и обратную, антиподную, ($r \approx 35$ Мм) волну. Амплитуда давления Δp инфразвуковой волны изменялась от 110 Па (≈ 0.97 Мм) до 11 Па ($r \approx 35$ Мм). В целом зависимость $\Delta p(r)$ является далеко немонотонной (см. табл. 1), что связано с особенностями распространения инфразвуковых волн на трассах глобальной протяженности.

К сожалению, в источниках [14–16] не указана погрешность измерения амплитуды давления. В настоящее время микробарографы позволяют измерять уровень давления с погрешностью порядка 0.01 Па и несколько меньше. Судя по флуктуациям давления, на регистрациях, полученных в обсерваториях Потсдам и Гринвич, погрешность измерений была не хуже 1 Па. Как видно из табл. 1, минимальное значение Δp в обсерваториях Копенгаген, Кью и Гринвич было около 10 Па, т. е. отношение сигнал/шум составляло порядка 10. В других обсерваториях это отношение было больше. Исключения составляют из-

Таблица 1. Информация об измерительных пунктах, в которых регистрировались волновые формы от взрыва Тунгусского тела (по материалам работ [14–16])

Пункт регистрации	Широта	Долгота	Расстояние r , Мм	Направление излучения	Амплитуда Δp , Па
Киренск	57°47' с. ш.	108°07' в. д.	0.49	132°	73
Тулун	53°33' с. ш.	100°22' в. д.	0.83	187°	163
Туруханск	65°55' с. ш.	87°36' в. д.	0.9	314°	60
Олхон	53°03' с. ш.	106°54' в. д.	0.92	159°	100
Иркутск	52°16' с. ш.	104°19' в. д.	0.97	170°	110
Песчаная Бухта	52°15' с. ш.	105°43' в. д.	0.99	165°	66.5
Тунка	51°45' с. ш.	102°32' в. д.	1.02	178°	96.5
Кабанск	52°03' с. ш.	106°39' в. д.	1.03	162°	80
Култук	51°43' с. ш.	103°44' в. д.	1.03	173°	36.5
Перевальная	51°44' с. ш.	112°37' в. д.	1.21	143°	3.25
Чита	52°02' с. ш.	113°30' в. д.	1.21	139°	26.6
Хатанга	71°59' с. ш.	102°20' в. д.	1.23	1°	73
Сретенск	52°14' с. ш.	117°42' в. д.	1.36	128°	106.5
Санкт-Петербург	59°41' с. ш.	30°29' в. д.	3.74	Запад	18
Слутск	59°41' с. ш.	30°29' в. д.	3.76	Запад	15
Копенгаген	55°40' с. ш.	12°30' в. д.	4.9	Запад	10
Берлин	52°32' с. ш.	13°25' в. д.	5.1	Запад	15
Потсдам	52°32' с. ш.	13°25' в. д.	5.1	Запад	35.35
Шнеекоп	50°44' с. ш.	15°43' в. д.	5.1	Юго-запад	15
Загреб	45°49' с. ш.	15°59' в. д.	5.5	Юго-запад	13.5
England, Composite	52°00' с. ш.	0°0'	5.7	Запад	12.35
Гринвич	51°29' с. ш.	0°0'	5.8	Запад	10
Кью	51°29' с. ш.	0°0'	5.8	Запад	9.85
Потсдам	52°32' с. ш.	13°25' в. д.	35	Восток	11

мерения в пункте Перевальная, для которого отношение сигнал/шум было около 3, и эти измерения не использовались при дальнейшей обработке.

Обширные сведения об особенностях распространения инфразвука приведены в монографиях [12, 13]. На расстояниях в несколько сотен километров часто ограничиваются лучевым приближением. При этом вначале лучи направлены во все стороны от источника. Имеет место сферическая расходимость фронта волны. Часть лучей отражается на стратосферных высотах (~40 ÷ 45 км), а часть – на высотах термосферы (~110 ÷ 120 км) и возвращается к поверхности Земли. На удалениях больших нескольких сотен километров постепенно начинает преобладать волновое распространение, которое описывается при помощи метода нормальных мод [12]. Волновод образован поверхностью Земли и об-

ластью атмосферы (стратосферой или термосферой). Вклад в энергию волны в волноводе дает в основном стратосферное распространение. В волноводе имеет место цилиндрическая расходимость фронта волны. Ослабление волны возникает не только за счет расходимости ее фронта, но и за счет затухания. Поглощение инфразвуковых волн с периодом $T \sim 10 \div 100$ с в приземной атмосфере пренебрежимо мало. Поэтому затухание волны связано с неидеальностью волновода и “высвечиванием” части энергии при распространении волны, ее рассеянием на атмосферных неоднородностях, с дисперсионным расплыванием волнового пакета. Последнее было существенным, так как инфразвуковой сигнал от Тунгусского космического тела был сверхширокополосным. Коэффициент сверхширокополосности при $T_{\min} \approx 10$ с и $T_{\max} \approx 200$ с равен [17]:

$$\mu = 2 \frac{T_{\max} - T_{\min}}{T_{\max} + T_{\min}} \approx 1.81.$$

Для узкополосных процессов $\mu \ll 1$.

3. Результаты анализа

Из анализа исключались данные измерительных пунктов Перевальная ($\Delta p \approx 3.3$ Па), Чита ($\Delta p \approx 26.6$ Па) и Култук ($\Delta p \approx 36.5$ Па) с аномально низкими значениями амплитуды инфразвука при $r \approx 1.0 \div 1.2$ Мм. В то же время в измерительных пунктах Кабанск ($r \approx 1$ Мм) и Тунка ($r \approx 1$ Мм) значения амплитуды составляли около 80 и 96.5 Па.

Корреляционное поле “расстояние между источником инфразвука и местом его регистрации r – амплитуда давления в инфразвуковой волне Δp ” приведено на рис. 1. Там же показана попытка аппроксимации этих данных законом со сферической расходимостью фронта волны:

$$\Delta p = 76.46r^{-1}, \quad R \approx 0.75, \quad \sigma \approx 29.7. \quad (1)$$

Здесь и далее R – коэффициент достоверности, σ – среднеквадратическое отклонение аппроксимации. Из рис. 1 видно, что аппроксимирующая

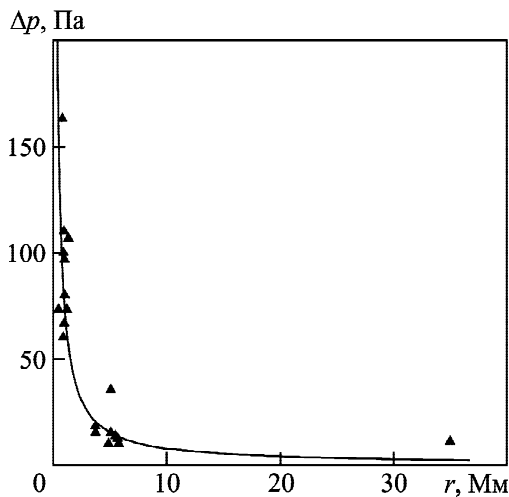


Рис. 1. Зависимость амплитуды давления Δp в инфразвуковой волне, вызванной взрывом и падением Тунгусского космического тела, от расстояния r между источником инфразвука и местом его регистрации. Аппроксимация по 21 точке законом $\Delta p = 76.46r^{-1}$, $R \approx 0.75$, $\sigma \approx 29.7$. (Здесь и далее необходимо учитывать, что точки, соответствующие станциям Шнеекоп и Берлин, а также Гринвич и Кью, визуально совпадают)

зависимость удовлетворительно описывает результаты наблюдений, кроме точки с $r \approx 35$ Мм. Для устранения этого недостатка предложена иная аппроксимация (рис. 2):

$$\Delta p = 65.66r^{-1} + 11.3, \quad R \approx 0.77, \quad \sigma \approx 29.51. \quad (2)$$

Если исключить из рассмотрения точку с $r \approx 35$ Мм, то аппроксимация примет вид (рис. 3):

$$\Delta p = 76.44r^{-1}, \quad R \approx 0.74, \quad \sigma \approx 30.4. \quad (3)$$

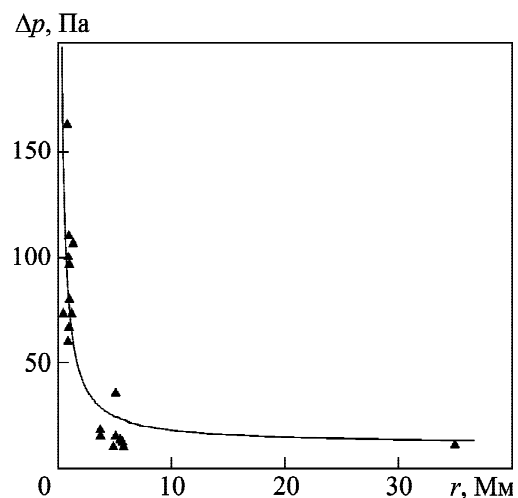


Рис. 2. Зависимость $\Delta p(r)$ для инфразвуковой волны, вызванной взрывом и падением Тунгусского космического тела. Аппроксимация по 21 точке законом $\Delta p = 65.66r^{-1} + 11.3$, $R \approx 0.77$, $\sigma \approx 29.51$

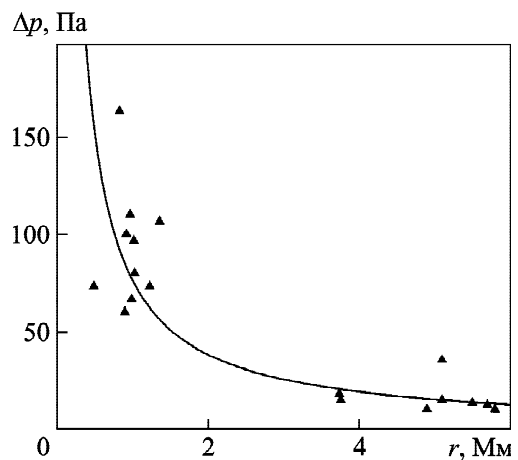


Рис. 3. Зависимость $\Delta p(r)$ для инфразвуковой волны, вызванной взрывом и падением Тунгусского космического тела. Аппроксимация по 20 точкам законом $\Delta p = 76.44r^{-1}$, $R \approx 0.74$, $\sigma \approx 30.4$

Поскольку значения R на рис. 1–3 недостаточны велики, а значения σ , напротив, сравнительно велики, предпринята попытка применить следующий закон ослабления амплитуды инфразвуковой волны (рис. 4):

$$\Delta p = 80.69r^{-0.6778}, \quad R \approx 0.80, \quad \sigma \approx 28.14. \quad (4)$$

Как оказалось, значения R и σ при этом изменились незначительно.

При распространении инфразвука сначала ожидалась сферическая, а затем цилиндрическая расходимость фронта волны. Попытаемся учесть изменение характера расходимости фронта волны (рис. 5):

$$\Delta p = 27.25r^{-1} + 52.36r^{-0.5}, \quad R \approx 0.79, \quad \sigma \approx 28.02. \quad (5)$$

После исключения точки с $r \approx 35$ Мм зависимость $\Delta p(r)$ изменилась незначительно (рис. 6):

$$\Delta p = 27.44r^{-1} + 52.16r^{-0.5}, \quad R \approx 0.78, \quad \sigma \approx 28.79. \quad (6)$$

Далее попытаемся учесть затухание инфразвуковой волны при цилиндрической расходимости фронта волны (рис. 7):

$$\Delta p = 99.02r^{-0.5} \exp(-0.16r), \quad R \approx 0.83, \quad \sigma \approx 24.94. \quad (7)$$

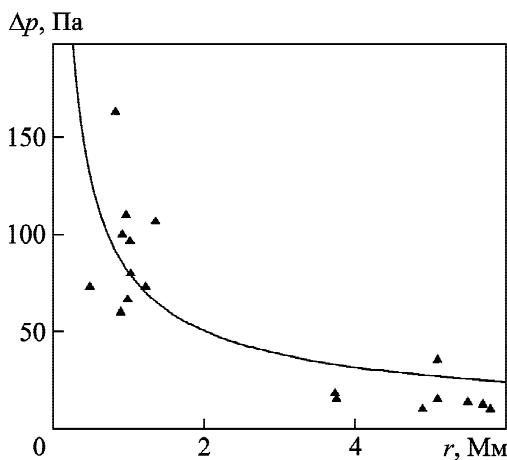


Рис. 4. Зависимость $\Delta p(r)$ для инфразвуковой волны, вызванной взрывом и падением Тунгусского космического тела. Аппроксимация по 20 точкам законом $\Delta p = 80.69r^{-0.6778}$, $R \approx 0.80$, $\sigma \approx 28.14$

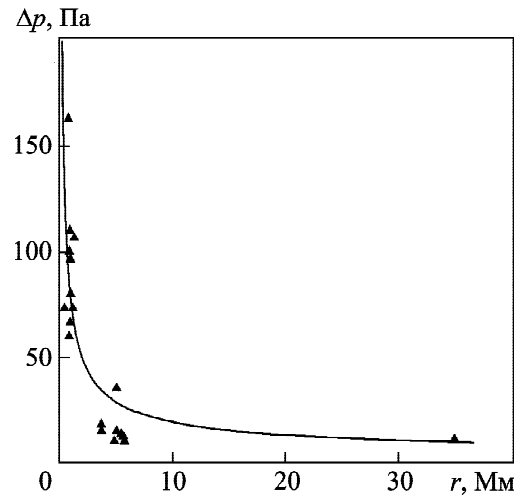


Рис. 5. Зависимость $\Delta p(r)$ для инфразвуковой волны, вызванной взрывом и падением Тунгусского космического тела. Аппроксимация по 21 точке законом $\Delta p = 27.25r^{-1} + 52.36r^{-0.5}$, $R \approx 0.79$, $\sigma \approx 28.02$

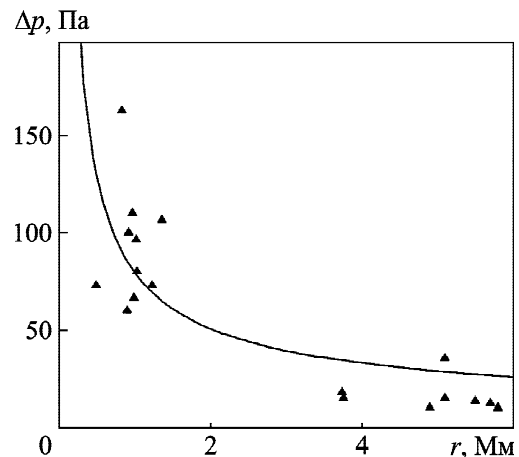


Рис. 6. Зависимость $\Delta p(r)$ для инфразвуковой волны, вызванной взрывом и падением Тунгусского космического тела. Аппроксимация по 20 точкам законом $\Delta p = 27.44r^{-1} + 52.16r^{-0.5}$, $R \approx 0.78$, $\sigma \approx 28.79$

Если же исключить точку с $r \approx 35$ Мм, достоверность аппроксимации несколько ухудшится, т. к. σ увеличится (рис. 8):

$$\Delta p = 99.02r^{-0.5} \exp(-0.16r), \quad R \approx 0.83, \quad \sigma \approx 25.47. \quad (8)$$

В случае сферической расходимости фронта волны при наличии затухания аппроксимирующая зависимость принимает вид (рис. 9):

$$\Delta p = 87.18r^{-1} \exp(-0.17r), \quad R \approx 0.68, \quad \sigma \approx 32.92. \quad (9)$$

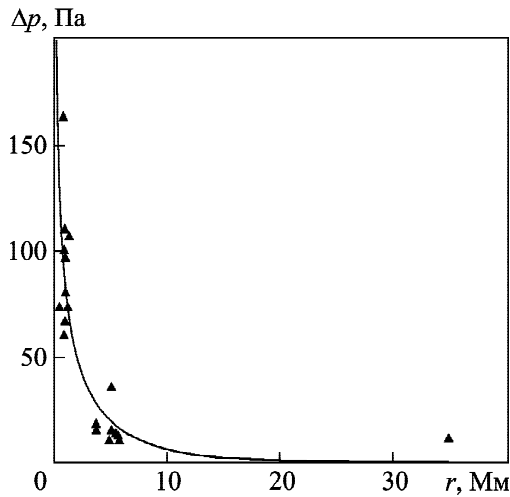


Рис. 7. Зависимость $\Delta p(r)$ для инфразвуковой волны, вызванной взрывом и падением Тунгусского космического тела. Аппроксимация по 21 точке законом $\Delta p = 99.02r^{-0.5} \exp(-0.16r)$, $R \approx 0.83$, $\sigma \approx 24.94$

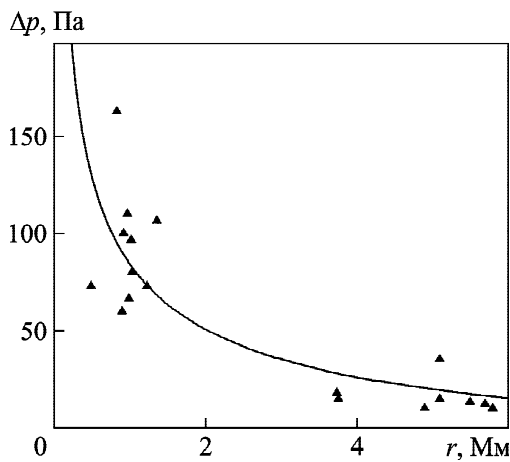


Рис. 8. Зависимость $\Delta p(r)$ для инфразвуковой волны, вызванной взрывом и падением Тунгусского космического тела. Аппроксимация по 20 точкам законом $\Delta p = 99.02r^{-0.5} \exp(-0.16r)$, $R \approx 0.83$, $\sigma \approx 25.47$

4. Обсуждение

Неравномерное распределение в пространстве регистрирующих микробарографов, их невысокий технический уровень, существенное влияние метеоусловий на трассе распространения инфразвуковой волны, возникновение условий для фокусировки и дефокусировки лучей привели к значительному разбросу точек на корреляционном поле “расстояние – амплитуда”. Это существенно осложнило аппроксимацию зависимости $\Delta p(r)$ про-

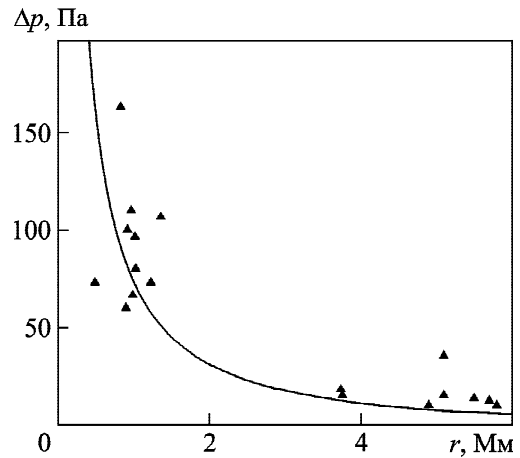


Рис. 9. Зависимость $\Delta p(r)$ для инфразвуковой волны, вызванной взрывом и падением Тунгусского космического тела. Аппроксимация по 20 точкам законом $\Delta p = 87.18r^{-1} \exp(-0.17r)$, $R \approx 0.68$, $\sigma \approx 32.92$

стой и физически оправданной формулой. Исключение данных наблюдений на указанных выше трех станциях приводило к некоторому увеличению коэффициента достоверности R и одновременному уменьшению среднеквадратического отклонения σ .

Зависимость (1), описывающую сферическую расходимость фронта волны, можно было бы признать удовлетворительной, если бы она давала значение Δp при $r \approx 35$ Мм, близкое к наблюдаемому (11 Па). На самом деле из (1) следует, что при $r \approx 35$ Мм амплитуда $\Delta p \approx 2.2$ Па, т. е. аппроксимация занижает амплитуду примерно в 5 раз.

Аппроксимация (2) при $r \approx 35$ Мм дает $\Delta p \approx 13.2$ Па, что очень близко к наблюдаемому значению. Недостаток аппроксимации (2) состоит в том, что при $r \rightarrow \infty$ амплитуда не стремится к нулю. Отсутствие данных наблюдений при r от 5.8 до 35 Мм не позволяет проверить корректность аппроксимации (2), описывающей сферическую расходимость волны при ее распространении в глобальных масштабах.

Использование зависимости (3) с исключением из рассмотрения точки с $r \approx 35$ Мм не привело к улучшению аппроксимации.

Отказ от сферической расходимости фронта волны и переход к аппроксимации (4) не привели к заметному увеличению коэффициента достоверности и уменьшению среднеквадратического отклонения. Кроме того, аппроксимация (4) не имеет физического истолкования.

Зависимости (5) и (6) предполагают постепенный переход от сферической к цилиндрической расходимости фронта инфразвуковой волны. Вклад обоих механизмов ослабления амплитуды для зависимости (5) становится одинаковым при расстоянии $r_0 \approx 0.27$ Мм. При $r < r_0$ преобладает сферическая расходимость, а при $r > r_0$ – цилиндрическая расходимость. Например, при $r \approx 35$ Мм из (5) получаем $\Delta p \approx 9.6$ Па, что достаточно близко к наблюдаемому значению (11 Па). Переход от зависимости (5) к зависимости (6) (с исключением из рассмотрения точки с $r \approx 35$ Мм) не привел к улучшению аппроксимации данных наблюдений.

Зависимости (7) и (8) предполагают цилиндрическую расходимость фронта и наличие затухания волны. Как следует из соотношения (7), коэффициент затухания волны близок к 0.16 Мм^{-1} , а глубина затухания – к 6.25 Мм. Согласно (7) при $r \approx 35$ Мм значение $\Delta p \approx 0.06$ Па, что значительно отличается от результатов измерений. Поэтому зависимости (7) и (8) удовлетворительно описывают результаты наблюдений только при $r \approx 0.5 \div 5.8$ Мм. Например, при $r \approx 1$ Мм имеем $\Delta p \approx 74$ Па. Близкое значение амплитуды было зарегистрировано в измерительных пунктах Песчаная Бухта (66.5 Па), Тунка (96.5 Па) и Кабанск (80 Па).

Таким образом, из всех перечисленных аппроксимаций предпочтение следует отдать зависимостям (5), (7) и (9). Первая из них, возможно, удовлетворительно описывает $\Delta p(r)$ для интервала расстояний $0.5 \div 35$ Мм. В основу аппроксимации (5) положено естественное физическое условие – постепенный переход от сферической к цилиндрической расходимости фронта волны. При этом значение $r_0 \approx 0.27$ Мм представляется вполне разумным.

В основу аппроксимаций (7) и (9), которые справедливы в интервале расстояний $0.5 \div 5.8$ Мм, положены соответственно цилиндрическая и сферическая расходимости фронта волны и наличие ее затухания. При этом глубина затухания представляется весьма правдоподобной – около 6.25 и 5.9 Мм. Аппроксимация (7) более предпочтительна, так как она предполагает цилиндрическую расходимость, а значит и более правдоподобное волновое распространение на достаточно больших удалениях от источника инфразвука ($r \geq 1$ Мм).

5. Основные результаты

1. По данным, зарегистрированным при взрыве Тунгусского космического тела евро-азиатской сетью микробарографов, построено корреляционное поле “расстояние между источником инфразвука и местом его регистрации – амплитуда давления в инфразвуковой волне” и установлено, что имел место значительный разброс точек. Причин для этого могло быть несколько: неравномерность распределения в пространстве регистрирующих инфразвуковую волну микробарографов, невысокие технические характеристики приборов того времени, различие метеоусловий на трассах распространения инфразвуковой волны, наличие фокусирующих и дефокусирующих участков на трассе распространения и т. п.

2. Предложено несколько моделей ослабления амплитуды инфразвуковой волны при увеличении расстояния между источником волны и местом ее регистрации: сферическая расходимость фронта волны; цилиндрическая расходимость фронта волны в волноводе; их комбинация; расходимость, отличная от сферической и цилиндрической; сферическая и цилиндрическая расходимости с учетом затухания волны.

3. Предпочтение следует отдать модели, сочетающей сферическую и цилиндрическую расходимости, а также моделям, учитывающим затухание волны. Первая модель, возможно, справедлива в интервале расстояний $0.5 \div 35$ Мм, а вторая – в интервале расстояний $0.5 \div 5.8$ Мм.

4. При использовании модели с постепенным переходом от сферической к цилиндрической расходимости фронта волны расстояние, на котором вклад этих расходимостей становится равным, составляет около 0.27 Мм.

5. В моделях с затуханием инфразвуковой волны коэффициент затухания близок к 0.16 (или 0.17) Мм^{-1} , а глубина затухания – к 6.25 и 5.9 Мм соответственно при цилиндрической и сферической расходимостях фронта волны.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Катастрофические воздействия космических тел. Под ред. В. В. Адушкина, И. В. Немчинова. Москва: ИКЦ “Академкнига”, 2005. 310 с.
2. Войцеховский А. И., Ромейко В. А. Тунгусский метеорит. 100 лет великой загадке. Москва: Вече, 2008. 432 с.

3. Бронштэн В. А. *Тунгусский метеорит: история исследования*. Москва: А. Д. Сельянов, 2000. 312 с.
4. Ben-Menahem A. Source parameters of the Siberian explosion of June 30, 1908, from analysis and synthesis of seismic signals at four stations. *Phys. Earth Planet. Inter.* 1975. Vol. 11, No. 1. P. 1–35. DOI: 10.1016/0031-9201(75)90072-2
5. Кринов Е. Л. *Тунгусский метеорит*. Москва–Ленинград: Изд-во АН СССР, 1949. 196 с.
6. Turco R. P., Toon O. B., Park C., Whitten R. C., Pollack J. B., and Noerdlinger P. An analysis of the physical, chemical, optical, and historical impacts of the 1908 Tunguska meteor fall. *Icarus*. 1982. Vol. 50, No. 1. P. 1–52. DOI: 10.1016/0019-1035(82)90096-3
7. Ромейко В. А. *Тунгусский метеорит (история исследования)*. Москва: Изд-во МГДТДиУ, 1995. 39 с.
8. Vasilyev N. V. The Tunguska meteorite problem today. *Planet. Space Sci.* 1998. Vol. 46, No. 2/3. P. 129–150. DOI: 10.1016/S0032-0633(97)00145-1
9. Журавлев В. К., Зигель Ф. Ю. *Тунгусское диво: история исследования Тунгусского метеорита*. Екатеринбург: Изд-во “Баско”, 1998. 465 с.
10. Плеханов Г. Ф. *Размышления о природе Тунгусского метеорита*. Томск: Изд-во Томского ун-та, 2000. 68 с.
11. Васильев Н. В. *Тунгусский метеорит. Космический феномен лета 1908 г.* Москва: Русская панорама, 2004. 370 с.
12. Госсард Э. Э., Хук У. Х. *Волны в атмосфере*. Москва: Мир, 1978. 532 с.
13. Le Pichon A., Blanc E., and Hauchecorne A. (eds.). *Infrasound monitoring for atmospheric studies*. Dordrecht, Heidelberg, London, New York: Springer, 2010. 735 p. DOI: 10.1007/978-1-4020-9508-5
14. Whipple F. J. W. The Great Siberian Meteor, and the Waves, Seismic and Aerial, which it Produced. *Quart. J. Roy. Meteorol. Soc.* 1930. Vol. 56. P. 287–304.
15. Krinov E. L. The Tunguska and Sikhote-Alin meteorites. In: B. M. Middlehurst and G. P. Kuiper, eds. *The Moon, Meteorites and Comets*. Chicago: University of Chicago, 1963. P. 208–234.
16. Reed J. W. Air pressure waves from Mount St. Helens eruptions. *J. Geophys. Res. Atmospheres*. 1987. Vol. 92, No. D10. P. 11979–11992. DOI: 10.1029/JD092iD10p11979
17. Лазоренко О. В., Черногор Л. Ф. *Сверхширокополосные сигналы и процессы: Монография*. Харьков: ХНУ имени В. Н. Каразина, 2009. 576 с.
- synthesis of seismic signals at four stations. *Phys. Earth Planet. Inter.* vol. 11, is. 1, pp. 1–35. DOI: 10.1016/0031-9201(75)90072-2
5. KRINOV, E. L., 1949. *The Tunguska Meteorite*. Moscow-Leningrad, Russia: Izdatelstvo. Akad. Nauk SSSR Publ. (in Russian).
6. TURCO, R. P., TOON, O. B., PARK, C., WHITTEN, R. C., POLLACK, J. B. and NOERDLINGER, P., 1982. An analysis of the physical, chemical, optical, and historical impacts of the 1908 Tunguska meteor fall. *Icarus*. vol. 50, is. 1, pp. 1–52. DOI: 10.1016/0019-1035(82)90096-3
7. ROMEIKO, V. A., 1995. *The Tunguska meteorite (History of the research)*. Moscow, Russia: MGDТDiYu Publ. (in Russian).
8. VASILYEV, N. V., 1998. The Tunguska meteorite problem today. *Planet. Space Sci.* vol. 46, is. 2/3, pp. 129–150. DOI: 10.1016/S0032-0633(97)00145-1
9. ZHURAVLEV, V. K. and ZIGEL, F. Y., 1998. *The Tunguska Miracle: History of Investigations of the Tunguska Meteorite*. Ekaterinburg, Russia: Basko Publ. (in Russian).
10. PLEKHANOV, G. F., 2000. *Reflections on the nature of Tunguska meteorite*. Tomsk, Russia: Tomsk University Publ. (in Russian).
11. VASILYEV, N. V., 2004. *The Tunguska Meteorite: A Space Phenomenon of the Summer of 1908*. Moscow, Russia: Russkaya Panorama Publ. (in Russian).
12. GOSSARD, E. E. and HOOKE, W. H., 1975. *Waves in the Atmosphere: Atmospheric Infrasound and Gravity Waves, Their Generation and Propagation (Developments in Atmospheric Science)*. Amsterdam: Elsevier Scientific Pub. Co.
13. LE PICHON, A., BLANC, E. and Hauchecorne A. (eds.), 2010. *Infrasound monitoring for atmospheric studies*. Dordrecht, Heidelberg, London, New York: Springer. DOI: 10.1007/978-1-4020-9508-5
14. WHIPPLE, F. J. W., 1930. The Great Siberian Meteor, and the Waves, Seismic and Aerial, which it Produced. *Quart. J. Roy. Meteorol. Soc.* vol. 56, pp. 287–304.
15. KRINOV, E. L., 1963. The Tunguska and Sikhote-Alin meteorites. In: B. M. MIDDLEHURST and G. P. KUIPER, eds. *The Moon, Meteorites and Comets*. Chicago: University of Chicago, 1963, pp. 208–234.
16. REED, J. W., 1987. Air pressure waves from Mount St. Helens eruptions. *J. Geophys. Res. Atmospheres*. vol. 92, is. D10, pp. 11979–11992. DOI: 10.1029/JD092iD10p11979
17. LAZORENKO, O. V. and CHERNOGOR, L. F., 2009. *Ultra-wideband signals and processes: Monograph*. Kharkiv, Ukraine: V. N. Karazin Kharkiv National University Publ. (in Russian).

REFERENCES

1. ADUSHKIN, V. V. and NEMCHINOV, I. V. (eds), 2005. *Catastrophic Impacts of Cosmic Bodies*. Moscow, Russia: ECC Akademkniga Publ. (in Russian).
2. VOITSEKHOVSKII, A. I. and ROMEIKO, V. A., 2008. *The Tunguska meteorite. 100 years of the Great Puzzle*. Moscow, Russia: Veche Publ. (in Russian).
3. BRONSTEN, V. A., 2000. *The Tunguska meteorite: history of the research*. Moscow, Russia: A. D. Sel'yanov Publ. (in Russian).
4. BEN-MENAHM, A., 1975. Source parameters of the Siberian explosion of June 30, 1908, from analysis and

L. F. Chernogor and N. B. Shevelev

V. N. Karazin Kharkiv National University,
4, Svoboda Sq., Kharkiv, 61022, Ukraine

INFRA-SOUND WAVE GENERATED BY THE TUNGUSKA CELESTIAL BODY: AMPLITUDE DEPENDENCE ON DISTANCE

Purpose: The study is concerned with the features of variations in the amplitude of infrasound wave propagating through the terrestrial atmosphere at global-scale distances. As a powerful

source of infrasound, the passage and explosion of the Tunguska celestial body that occurred in the atmosphere at an altitude of 6–10 km over the Central Siberia on June 30, 1908 have been chosen. The aim of this study is investigating the dependence of the amplitude on distance, developing simple approximating relations between the pressure in the infrasound wave and the distance between the infrasound source and the infrasound detector location.

Design/methodology/approach: The data acquired from the Europe-Asia array of 23 microbarographs located at distances of 0.49–35 Mm from the Tunguska catastrophe site are used to construct the correlation diagrams for the distance and amplitude, which are used to study the dependence of the infrasound amplitude on distance. In analyzing the dependence of the infrasound amplitude on the distance between the source generating infrasound and the location of the infrasound detector, the model for weakening the amplitude with distance, which best fits the observations, has been found. The following models for propagation of infrasound waves have been tested: propagation in free space with a spherical wavefront, propagation in the air-Earth boundary waveguide with a cylindrical wavefront, propagation with a gradual transition from a spherical divergence to a cylindrical one (both neglecting and accounting for attenuation).

Findings: The relations approximating the dependence of the infrasound amplitude on distance have been developed for the different models of propagation of infrasound waves along the Earth's surface in the distance range of 0.49–35 Mm. For the base models of the global-scale propagation of infrasound waves, the following models have been chosen: (1) propagation of a spherical wavefront without attenuation, (2) propagation of a cylindrical wavefront without attenuation, (3) the combination of a spherical wavefront and a cylindrical wavefront without attenuation, (4) beam spreading loss described by an arbitrary power law without attenuation, (5) propagation of a cylindrical wavefront with attenuation, (6) propagation of a spherical wavefront with attenuation. The approximating relations obtained have been analyzed and compared. The rate of attenuation is estimated for a cylindrical and spherical wavefronts in the ground-stratosphere and the ground-thermosphere waveguides. It is equal to about 0.16 Mm^{-1} and 0.17 Mm^{-1} , respectively.

Conclusions: The following conclusions have been drawn from this study: (1) the dependence of the amplitude of the infrasound wave generated by the Tunguska celestial body on distance is determined to be complex and difficult to fit with simple mathematical relations based on reasonable physical models of the propagation of infrasound waves along the Earth's surface at global-scale distances, (2) the intercomparison of the approximating relations determined permitted the selection of preferable relations from their entire set. To these latter belong the relations based on the following models for propagation of infrasound waves in the waveguides formed by the ground and atmospheric layers (primarily, by the stratosphere, and, to a lesser degree, by the thermosphere): (1) a spherical wavefront gradually becoming a cylindrical wavefront, and (2) a cylindrical wavefront with attenuation.

Key words: Tunguska celestial body, infrasonic wave, wave amplitude, amplitude dependence on distance, amplitude wave at-

tenuation model, spherical wavefront, waveguide propagation, cylindrical wavefront, power law divergence of the wavefront, wave attenuation, attenuation coefficient, approximating relations

Л. Ф. Черногор, М. Б. Шевелев

Харківський національний університет імені В. Н. Каразіна, м. Свободи, 4, м. Харків, 61022, Україна

ЗАЛЕЖНІСТЬ АМПЛІТУДИ ІНФРАЗВУКОВОЇ ХВИЛІ, ЗГЕНЕРОВАНОЇ ТУНГУСЬКИМ КОСМІЧНИМ ТІЛОМ, ВІД ВІДСТАНІ

Предмет і мета роботи: Предметом дослідження є особливості зміни амплітуди інфразвукової хвилі, що поширюється в атмосфері Землі на глобальні відстані. В якості потужного джерела інфразвукової хвилі обрано проліт і вибух в атмосфері на висоті 6–10 км Тунгуського космічного тіла 30 червня 1908 р. в Центральному Сибіру. Метою роботи є дослідження залежності амплітуди тиску в інфразвуковій хвилі, згенерованої падінням і вибухом Тунгуського космічного тіла, від відстані, а також отримання простих апроксимуючих залежностей, що пов'язують амплітуду тиску в інфразвуковій хвилі з відстанню між джерелом інфразвуку та місцем його реєстрації.

Методи і методологія: За даними євро-азіатської мережі мікробарографів, розташованих в 23 вимірювальних пунктах, віддалених від місця Тунгуської катастрофи на $0.49 \div 35 \text{ Мм}$, побудовано кореляційне поле “відстань – амплітуда тиску”, за допомогою якого вивчалися залежності амплітуди тиску в інфразвуковій хвилі від відстані. Під час аналізу залежності амплітуди від відстані між джерелом генерації хвилі та місцем її реєстрації виконувався пошук моделі загасання амплітуди хвилі з відстанню, яка найкращим чином описує результати спостережень. Перевірки підлягали наступні моделі поширення: поширення у вільному просторі зі сферичною розбіжністю фронту хвилі, поширення в приземному хвилеводі з циліндричною розбіжністю фронту хвилі, поширення з поступовим переходом від сферичної розбіжності до циліндричної (з урахуванням загасання і без нього).

Результати: Для різних моделей поширення інфразвукової хвилі вздовж поверхні Землі в інтервалі відстаней $0.49 \div 35 \text{ Мм}$ отримані апроксимуючі залежності амплітуди тиску інфразвукової хвилі від відстані. У якості вихідних моделей поширення інфразвукової хвилі на глобальні відстані обиралися такі: сферична розбіжність фронту хвилі без загасання; циліндрична розбіжність фронту хвилі без загасання; комбінація сферичної та циліндричної розбіжностей фронту хвилі без загасання; розбіжність фронту хвилі, що описується неуніверсальним степеневим законом без загасання; циліндрична розбіжність фронту хвилі з загасанням; сферична розбіжність фронту хвилі з загасанням. Виконано порівняльний аналіз отриманих апроксимуючих залежностей. У випадку циліндричної та сферичної розбіжностей фронту хвилі в хвилеводах Земля – стратосфера і Земля – термосфера оцінено коефіцієнт загасання. Він виявився приблизно рівним 0.16 і 0.17 Мм^{-1} відповідно.

Висновок: Встановлено, що залежність амплітуди інфразвуквої хвилі, згенерованої падінням і вибухом Тунгуського космічного тіла, від відстані є складною та важко піддається апроксимації простими математичними співвідношеннями, що ґрунтуються на фізично розумних механізмах поширення інфразвукових хвиль уздовж поверхні Землі на глобальні відстані. Порівняльний аналіз отриманих апроксимуючих залежностей дозволив обрати з їх сукупності кращі залежності. До них відносяться залежності, що ґрунтуються на наступних моделях поширення інфразвукових хвиль в хвилеводах, утворених поверхнею Землі та атмосферними областями (в першу чергу стратосферою та меншою мірою тер-

мосферою): модель зі сферичною розбіжністю з поступовим переходом до циліндричної розбіжності та модель з циліндричною розбіжністю та загасанням.

Ключові слова: Тунгуське космічне тіло, інфразвукова хвиля, амплітуда хвилі, залежність амплітуди від відстані, моделі загасання амплітуди хвилі, сферична розбіжність фронту хвилі, хвилеводне поширення, циліндрична розбіжність, степенеий закон розбіжності фронту хвилі, загасання хвилі, коефіцієнт загасання, апроксимуючі залежності

Статья поступила в редакцию 26.01.2018