

Коэффициент затухания определялся из отношения амплитуд возмущения на соседних датчиках и затем также усреднялся. Из таблицы видно, что коэффициент затухания не обнаруживает зависимости от кратности пены и равен примерно $3,65 \text{ м}^{-1}$. Сравнение с данными работы [2] показывает, что возмущение в пене затухает примерно в 6 раз сильнее, чем в пузырьковой смеси с $\varphi \approx 1\%$.

Кратность	Средняя скорость звука	Скорость звука из (1)	Коэффициент затухания
40	67,57	69,22	3,7
30	57,52	60,52	3,78
23	51,34	53,48	3,65
18	46,16	47,74	3,56

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Кузнецов В. В., Накоряков В. Е., Покусаев Б. Г., Шрейбер И. Р. Экспериментальное исследование распространения возмущений жидкости с пузырьками газа // Нелинейные волновые процессы в двухфазных средах. Новосибирск: ИТФ СО АН СССР, 1977. С. 32–44.
2. Прибатурин Н. А. Влияние давления на распространение возмущений в парожидкостной среде // Неравновесные процессы в одно- и двухфазных системах. Новосибирск: ИТФ СО АН СССР, 1981. С. 5–10.
3. Канн К. Б. Капиллярная гидродинамика пен. Новосибирск: Наука, 1989. 167 с.
4. Накоряков В. Е., Покусаев Б. Г., Шрейбер И. Р. Распространение волн в газо- и парожидкостных средах. Новосибирск: ИТФ СО АН СССР, 1983. 238 с.

Институт проблем
освоения Севера

Поступило в редакцию
06.04.90

УДК 531.596.1

© 1991 г.

Ю. В. Петухов

ЭФФЕКТ ОДНОВРЕМЕННОГО СУЩЕСТВОВАНИЯ НЕПЕРЕИЗЛУЧАЮЩИХ ПОВЕРХНОСТНЫХ ВОЛН РЭЛЕЯ И СТОУНЛИ

Взаимосвязь волн в атмосфере с сейсмическими колебаниями поверхности Земли представляет интерес в связи с генерацией микробаром и микросейсм при высокоэнергетических процессах в грунте. Экспериментальные исследования волн от взрывов и землетрясений [1] указывают на преобладающее влияние поверхностных волн в колебаниях поверхности Земли. Это обусловлено тем, что вдали от источника амплитуда поверхностных волн уменьшается с расстоянием по цилиндрическому закону, в отличие от акустических, продольных и сдвиговых волн, амплитуды которых спадают с расстоянием по сферическому закону [2]. Влияние затухания в обеих средах приводит к тому, что преобладание поверхностных волн становится заметным лишь для волн с периодами порядка нескольких десятков секунд [2], на распространение которых может существенно повлиять сила тяжести [2, 3]. Поэтому, цель данной работы состоит в исследовании влияния гравитации Земли на распространение волн Рэлея и Стоунли вдоль плоской границы раздела соответствующих сред.

Для решения поставленной задачи необходимо провести анализ соответствующих решений дисперсионного уравнения, при получении которого воспользуемся следующими упрощениями: атмосфера считается изотермической, Земля моделируется однородным упругим полупространством. Выберем начало системы координат x, y, z на границе раздела, а ось z направим вверх. Уравнения, описывающие распространение волн в твердом теле, запишутся через потенциалы смещений продольных φ и сдвиговых Ψ волн в следующем виде [2]:

$$\frac{\partial^2 \varphi}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \varphi}{\partial z^2} = \frac{1}{c_1^2} \frac{\partial^2 \varphi}{\partial t^2}, \quad \frac{\partial^2 \Psi}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \Psi}{\partial z^2} = \frac{1}{c_2^2} \frac{\partial^2 \Psi}{\partial t^2},$$

$$u_x = \frac{\partial \varphi}{\partial x} + \frac{\partial \Psi}{\partial z}, \quad u_z = \frac{\partial \varphi}{\partial z} - \frac{\partial \Psi}{\partial x},$$

$$\sigma_{xz} = \left(2 \frac{\partial^2 \varphi}{\partial x \partial z} - \frac{\partial^2 \Psi}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \Psi}{\partial z^2} \right),$$

$$\sigma_{zz} = (\lambda + 2\mu) \frac{\partial^2 \varphi}{\partial z^2} + \lambda \frac{\partial^2 \varphi}{\partial x^2} - 2\mu \frac{\partial^2 \Psi}{\partial x \partial z},$$

где $c_l = \sqrt{(\lambda + 2\mu)/\rho_1}$, $c_t = \sqrt{\mu/\rho_1}$ — скорости продольных и сдвиговых возмущений в среде с плотностью $\rho_1 = \text{const}$ и с параметрами Ламэ λ , μ ; u_x и u_z — соответствующие компоненты вектора смещений \mathbf{u} ; σ_{xz} и σ_{zz} — компоненты тензора напряжений, t — время. Если по аналогии с упругой средой ввести величину Φ так, чтобы P' — возмущение давления в атмосфере определялось выражением следующего вида:

$$P' = -\rho_0 \frac{\partial^2 \Phi}{\partial t^2},$$

то в приближении изотермического распространения звука уравнение для Φ запишется в простой форме [2, 3]:

$$\frac{\partial^2 \Phi}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \Phi}{\partial z^2} + \frac{g}{c^2} \frac{\partial \Phi}{\partial z} = \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 \Phi}{\partial t^2},$$

$$u_z = \frac{\rho_0}{\rho(z)} \left(\frac{\partial \Phi}{\partial z} + \frac{g}{c^2} \Phi \right),$$

где g — ускорение силы тяжести, $\rho(z) = \rho_0 \exp(-gz/c^2)$, ρ_0 — плотность воздуха у поверхности Земли, c — изотермическая скорость звука в атмосфере, u_z — вертикальная компонента смещения в звуковой волне. Поскольку величина Φ имеет размерность потенциала смещений, то, записав граничные условия

$$u_z|_{z=-0} = u_z|_{z=+0}, \quad \sigma_{zz}|_{z=-0} = -P'|_{z=+0}, \quad \sigma_{zx}|_{z=0} = 0$$

через потенциалы φ , Ψ и величину Φ , нетрудно получить дисперсионное уравнение, предположив, например, что из твердого тела на границу раздела $z=0$ падает только продольная волна. Тогда для φ , Ψ и Φ имеем следующие выражения:

$$\begin{aligned} \varphi &= \exp\{i(kx + \kappa_1 z - \omega t)\} + A \exp\{i(kx - \kappa_1 z - \omega t)\}, \\ \Psi &= B \exp\{i(kx - \kappa_2 z - \omega t)\}, \\ \Phi &= C \exp\{i(kx + \kappa z - \omega t)\}, \end{aligned}$$

где ω — циклическая частота, k — волновое число,

$$\kappa_1 = \sqrt{k_t^2 - k^2}, \quad \kappa_2 = \sqrt{k_t^2 - k^2}, \quad k_t = \omega/c_t,$$

$$k_t = \omega/c_t, \quad \kappa = i \left(\frac{g}{2c^2} + \sqrt{k^2 + \frac{g^2}{4c^4} - k_t^2} \right), \quad k_1 = \omega/c.$$

Используя (5) и (6), из граничных условий (4) получим систему из трех уравнений для определения коэффициентов A , B , C в (5), приравняв к нулю главный детерминант которой, найдем искомое дисперсионное уравнение:

$$(\gamma_1 - G) [(2\xi^2 - 1)^2 - 4\gamma_2\gamma_3\xi^2] + R\gamma_2 [1 + 2G(\gamma_1 - G)/b^2] = 0.$$

Здесь

$$\begin{aligned} \gamma_1 &= \sqrt{\xi^2 - b^2 + G^2}, \quad \gamma_2 = \sqrt{\xi^2 - a^2}, \quad \gamma_3 = \sqrt{\xi^2 - 1}, \\ b &= c_t/c, \quad a = c_t/c_t, \quad \xi = k/k_t, \quad G = gC_t/2c^2\omega. \end{aligned}$$

Если положить в (7) $G=0$, то получим известное уравнение для определения скоростей поверхностных волн Стоунли и Рэля [2, 4]. Скорость волны Стоунли c_s значительно отличается от скорости звука в воздухе ($c_s < c$), так как

$$\xi_s \approx b + R^2/2b^2(1 - a^2), \quad b \gg 1, \quad R \ll 1.$$

Амплитуда этой волны в атмосфере убывает очень медленно, в упругом же полу-

пространстве волновой процесс сконцентрирован в слое толщиной порядка длины волны в верхней среде [4]. Учет гравитации приводит к уменьшению скорости волны Стоунли с уменьшением частоты, что следует уже из приближенного решения уравнения (7):

$$\xi_s \approx b + GR/2b^2(1-a^2), \quad b \gg 1, \quad R \ll 1. \quad (9)$$

Если ξ_0 есть рэлеевский корень ($1 < \xi_0 < 1,17$) уравнения, которое следует из (7) при $R=G=0$, то с учетом гравитации и $R \neq 0$ аналогичная величина ξ_R определится из следующего приближенного равенства:

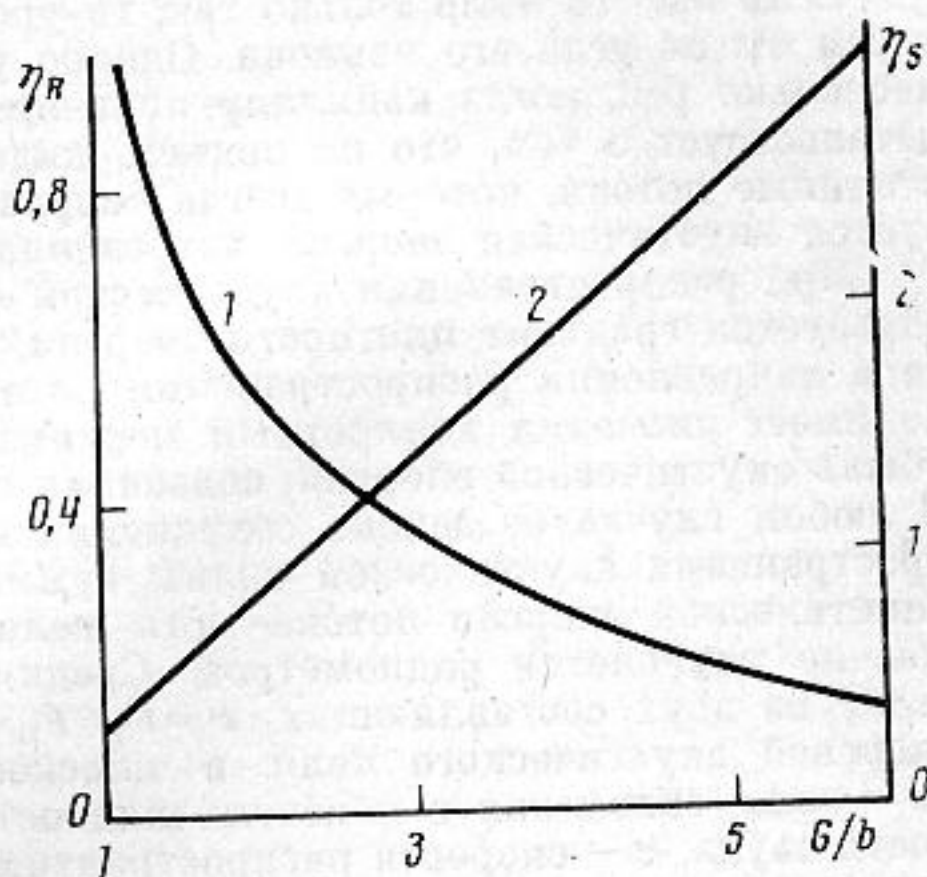
$$\xi_R \approx \xi_0 + \frac{R\gamma_2(\xi_0)[1+2G(\gamma_1(\xi_0)-G)]}{4\xi_0(\gamma_1(\xi_0)-G) \left[\xi_0^2 \left(\frac{\gamma_3(\xi_0)}{\gamma_2(\xi_0)} + \frac{\gamma_2(\xi_0)}{\gamma_3(\xi_0)} \right) + 2\gamma_2(\xi_0)\gamma_3(\xi_0) - 2(2\xi_0^2-1) \right]}. \quad (10)$$

Поскольку на низких частотах $b \approx 10$, то при $G=0$ корень ξ_R будет комплексным, что соответствует излучению акустических волн рэлеевской волной. С учетом гравитации на частотах $\omega < \omega_0 = gc_i/2c^2$.

$\sqrt{b^2 - \xi_0^2}$ значения ξ_R становятся действительными (см. (10)). Это означает, что в области частот $\omega < \omega_0$ не выполняется условие излучения Вавилова — Черенкова (см. [5]).

Следовательно, учет гравитации на низких частотах приводит к тому, что возможно одновременное существование двух непереизлучающих поверхностных волн Рэля и Стоунли (см. (9), (10), а также рисунок), в отличие от случая $G=0$, когда излучает либо волна Стоунли ($c_s > c_i$), либо волна Рэля ($c_i/\xi_R > c$). Это означает, что при землетрясениях и подземных взрывах низкочастотные $\omega < \omega_0$ акустические возмущения в атмосфере обусловлены в основном существованием поверхностной волны Стоунли, распространяющейся вдоль границы Земля — атмосфера.

В заключение следует заметить, что сделанные выше выводы справедливы и для случая адиабатических волновых процессов в атмосфере, когда возможно существование внутренних гравитационных волн, скорость которых меньше скорости рэлеевской волны. Это обусловлено тем, что внутренние гравитационные волны не возбуждаются более быстрыми [5], в данном случае — рэлеевскими волнами.



Дисперсионные свойства поверхностных волн Рэля $\eta_R = 10^4(\xi_R - \xi_0)$ — кривая 1 и Стоунли $\eta_s = 10^4(\xi_s/b - 1) - 2$, ξ_R и ξ_s — соответствующие численные решения уравнения (7)

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Коган С. Я. Сейсмическая энергия и методы ее определения. М.: Наука, 1975. 152 с.
2. Ewing W. M., Jardetzky W. S., Press F. Elastic waves in layered media. N. Y.: McGraw-Hill, 1957. 380 p.
3. Госсард Э., Хук У. Волны в атмосфере. М.: Мир, 1978. 532 с.
4. Бреховских Л. М. Волны в слоистых средах. М.: Наука, 1973. 343 с.
5. Голицын Г. С., Кляцкин В. И. Колебания в атмосфере, вызываемые движениями земной поверхности // Изв. АН СССР. Сер. Физ. атм. и океана. 1967. Т. 3. № 10. С. 1044-1052.

Институт проблем физики
Академии наук СССР

Поступило в редакцию
29.12.89