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 $м^{-1}$. 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

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]:

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

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

$$\sigma_{xz}=\left(2\frac{\partial^2\varphi}{\partial x\,\partial z}-\frac{\partial^2\Psi}{\partial x^2}+\frac{\partial^2\Psi}{\partial z^2}\right), \tag{1}$$

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

где $c_l=\sqrt{(\lambda+2\mu)/\rho_1}$, $c_t=\sqrt{\mu/\rho_1}$ – скорости продольных и сдвиговых возмущений в среде с плотностью $\rho_1=\mathrm{const}$ и с параметрами Ламэ λ, μ; u_x и u_z – соответствующие компоненты вектора смещений $\mathbf{u}$; σ_{zx} 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:

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

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

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

$$u_z=\frac{\rho_0}{\rho(z)}\left(\frac{\partial\Phi}{\partial z}+\frac{g}{c^2}\Phi\right), \tag{3}$$

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

$$u_z|_{z=-0}=u_z|_{z=+0},\quad \sigma_{zz}|_{z=-0}=-P'|_{z=+0},\quad \sigma_{zx}|_{z=0}=0 \tag{4}$$

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:

$$\varphi=\exp\{i(kx+\varkappa_1 z-\omega t)\}+A\exp\{i(kx-\varkappa_1 z-\omega t)\},$$

$$\Psi=B\exp\{i(kx-\varkappa_2 z-\omega t)\}, \tag{5}$$

$$\Phi=C\exp\{i(kx+\varkappa z-\omega t)\},$$

где ω – циклическая частота, k – волновое число,

$$\varkappa_1=\sqrt{k_l^2-k^2},\ \varkappa_2=\sqrt{k_t^2-k^2},\ k_l=\omega/c_l,$$

$$k_t=\omega/c_t,\quad \varkappa=i\left(\frac{g}{2c^2}+\sqrt{k^2+\frac{g^2}{4c^4}-k_1^2}\right),\quad k_1=\omega/c. \tag{6}$$

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:

$$(\gamma 1-G)[(2\xi^2-1)^2-4\gamma_2\gamma_3\xi^2]+R\gamma_2[1+2G(\gamma_1-G)/b^2]=0. \tag{7}$$

Здесь

$$\gamma_1=\sqrt{\xi^2-b^2+G^2},\ \gamma_2=\sqrt{\xi^2-a^2},\ \gamma_3=\sqrt{\xi^2-1},$$

$$b=c_t/c,\ a=c_t/c_l,\ \xi=k/k_t,\ G=gC_t/2c^2\omega.$$

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

$$\xi_S\approx b+R^2/2b^2(1-a^2),\ b\gg1,\ R\ll1. \tag{8}$$

Амплитуда этой волны в атмосфере убывает очень медленно, в упругом же полупространстве 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 уже́ из приближенного решения уравнения (7):

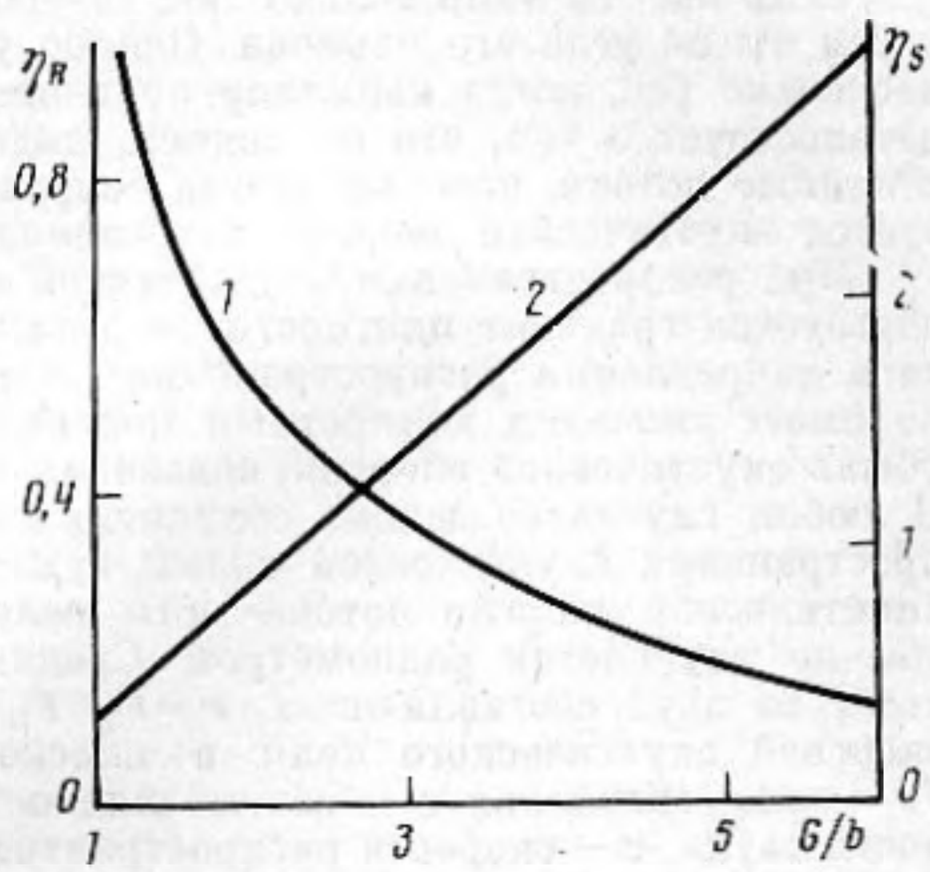
$$\xi_S \approx b + GR/2b^2(1-a^2),\ b \gg 1,\ R \ll 1. \tag{9}$$

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:

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

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 $\omega<\omega_0=gc_t/2c^2\cdot\sqrt{b^2-\xi_0^2}$ 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 Рэлея и Стоунли (см. (9), (10), а также рисунок), в отличие от случая $G=0$, когда излучает либо волна Стоунли ($c_S>c_t$), либо волна Рэлея ($c_t/\xi_R>c$). 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.



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

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.

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 layred 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