АКУСТИЧЕСКИЙ ЖУРНАЛ

Том 38 | 1992 | Вып. 4

УДК 531.596.1

© 1992 г. Ю.В. Петухов

К ТЕОРИИ ПОВЕРХНОСТНЫХ ВОЛН ЛЭМБА, СТОУНЛИ – ШОЛТЭ И РЭЛЕЯ, РАСПРОСТРАНЯЮЩИХСЯ ВДОЛЬ ГРАНИЦЫ РАЗДЕЛА ЗЕМЛЯ – АТМОСФЕРА

С использованием простейшей изотермической модели Атмосферы, граничащей с однородным жидким или упругим полупространствами, моделирующими Землю, исследованы дисперсионные свойства существующих в таких системах поверхностных волн. Показано, что в модели с жидким полупространством на частотах ниже определенной критической частоты существует сверхзвуковая поверхностная волна с увеличивающейся при понижении частоты скоростью распространения.

В предельном случае абсолютно жесткой границы раздела она переходит в стандартную поверхностную волну Лэмба, распространяющуюся со скоростью звука. Выяснено, что в модельной системе с упругим полупространством существует, причем во всей области частот, лишь дозвуковая поверхностная волна Стоунли – Шолтэ с уменьшающейся при понижении частоты скоростью распространения. Ниже определенной критической частоты прежде вытекающая волна Рэлея становится также поверхностной.

В [1, 2] в предположении изотермичности волновых процессов в атмосфере, при которых показатель адиабаты воздуха можно формально считать равным единице $\gamma = 1$, в отсутствие внутренних гравитационных волн [3–5], было получено дисперсионное уравнение, описывающее характерные свойства волн в модельной системе: однородная упругая Земли – изотермическая атмосфера, стратифицированная по равновесной плотности и равновесному давлению. Анализ уравнения показал, что на плоской границе раздела сред наряду с поверхностной волной Стоунли – Шолтэ, существующей во всем диапазоне частот $0 \leqslant \omega < \infty$ прежде вытекающая волна Рэлея становится также поверхностной волной, начиная с определенной критической частоты $\omega < \omega_0 \approx g/2c$. Здесь ω – циклическая частота, g – ускорение силы тяжести, c – изотермическая скорость звука. В [1, 2] выяснено также, что в рассматриваемой модельной системе отсутствует поверхностная волна, распространяющаяся со скоростью звука c, аналогом которой является поверхностная волна Лэмба в изотермической атмосфере с абсолютно жесткой нижней границей раздела, исчезающая в отсутствие силы тяжести ($g = 0$) [3–5]. Поскольку поверхностная волна Стоунли – Шолтэ существует при любых $g \geqslant 0$, за единственным лишь очевидным исключением – случаем с абсолютно жесткой нижней границы (см. [1, 2, 6–8]), то эта поверхностная волна не может являться аналогом волны Лэмба в атмосфере, хотя скорость ее распространения весьма близка к скорости звука [1, 2]. Тем самым остается открытым вопрос о возможности существования аналога волны Лэмба в Атмосфере при реалистических граничных условиях на поверхности Земли.

Именно поэтому целями настоящей работы являются, во-первых, получение более общего ($\gamma > 1$) чем в [1, 2] дисперсионного уравнения для описания характерных свойств поверхностных волн Рэлея и Стоунли – Шолтэ с учетом влияния на их распространение внутренних гравитационных волн; во-вторых, выяснение возможности существования аналога поверхностной волны Лэмба [3–5].

Для решения поставленных задач рассмотрим, как и в [1, 2], изотермическую модель атмосферы с экспоненциально спадающей с ростом высоты z плотностью $\rho(z) =$

$= \rho_0 \exp(-gz/c^2)$, предполагая, что начало декартовой системы координат x, y, z лежит на поверхности Земли $z = 0$, а ось z направлена вверх; здесь $\rho_0 = \rho(z = 0)$ плотность воздуха у земной поверхности. Тогда уравнение для возмущения давления p' в атмосферном воздухе запишется согласно [9] в следующем виде

$$[(\frac{\partial^2}{\partial t^2} + N^2)^2 (\frac{\partial^2}{c_s^2 \partial t^2} - \Delta_\perp) + 2N \frac{dN}{dz} \frac{\partial^3}{\partial t^2 \partial z} - \tag{1}$$

$$- \frac{\partial^2}{\partial t^2} (\frac{\partial^2}{\partial t^2} + N^2) (\frac{\partial^2}{\partial z^2} - 2\Gamma \frac{\partial}{\partial z})] \exp (\int_0^z \frac{g}{c_s^2} dz) p' = 0,$$

где $N^2 = -(\frac{g^2}{c_s^2} + \frac{g}{\rho} \frac{d\rho}{dz})$, $\Gamma = \frac{g}{c_s^2} + \frac{1}{2\rho} \frac{d\rho}{dz}$, $\Delta_\perp = \frac{\partial^2}{\partial x^2} + \frac{\partial^2}{\partial y^2}$. В уравнении (1): N – частота Брента – Вяйсяля, которая в рассматриваемом случае изотермической атмосферы равна $N^2 = (\gamma - 1)g^2/c_s^2$, Γ – коэффициент Эккарта, здесь $\Gamma = (2 - \gamma)g/2c_s^2$, c_s – адиабатическая скорость звука $c_s^2 = \gamma c^2$; очевидно также, что $\frac{dN}{dz} = 0$, а $\exp (\int_0^z g dz/c_s^2) = \exp(gz/c_s^2)$. Необходимую для дальнейшего взаимосвязь возмущения давления в среде p' с вертикальной скоростью смещения частиц в волне v_z запишем в следующем виде (см. [9])

$$\frac{\partial^2}{\partial t \partial z} \exp (\int_0^z \frac{g}{c_s^2} dz) p' + (\frac{\partial^2}{\partial t^2} + N^2) \rho(z) \exp (\int_0^z \frac{g}{c_s^2} dz) v_z = 0. \tag{3}$$

Так же как и в [1, 2], Земля моделируется однородным упругим полупространством с плоской границей раздела, поэтому уравнения, описывающие волновые процессы в ней, удобно записать для потенциалов смещений продольных φ и сдвиговых $\boldsymbol{\psi}$ волн:

$$\Delta\varphi - \frac{1}{c_l^2} \frac{\partial^2 \varphi}{\partial t^2} = 0, \quad \Delta\boldsymbol{\psi} - \frac{1}{c_t^2} \frac{\partial^2 \boldsymbol{\psi}}{\partial t^2} = 0, \tag{4}$$

а необходимые в дальнейшем для вектора смещений $\mathbf{u}$ и компонент тензора напряжений $\sigma_{xx}, \sigma_{zz}, \sigma_{yy}, \sigma_{xy}, \sigma_{yz}, \sigma_{xz}$ – через потенциалы φ и $\boldsymbol{\psi}$ в следующем виде:

$$\mathbf{u} = \nabla\varphi + [\nabla \times \boldsymbol{\psi}],$$

$$\sigma_{xx} = \lambda\Delta\varphi + 2\mu \frac{\partial u_x}{\partial x}, \quad \sigma_{yy} = \lambda\Delta\varphi + 2\mu \frac{\partial u_y}{\partial y}, \tag{5}$$

$$\sigma_{zz} = \lambda\Delta\varphi + 2\mu \frac{\partial u_z}{\partial z}, \quad \sigma_{xy} = \mu (\frac{\partial u_x}{\partial y} + \frac{\partial u_y}{\partial x}),$$

$$\sigma_{yz} = \mu (\frac{\partial u_y}{\partial z} + \frac{\partial u_z}{\partial y}), \quad \sigma_{zx} = \mu (\frac{\partial u_z}{\partial x} + \frac{\partial u_x}{\partial z}).$$

Здесь $c_l = \sqrt{(\lambda + 2\mu)/\rho_g}$ и $c_t = \sqrt{\mu/\rho_g}$ скорости продольных и сдвиговых волн в упругой среде с плотностью $\rho_g = \text{const}$ и параметрами Ламэ λ, μ.

Поскольку для получения дисперсионного уравнения достаточно рассмотреть распространение через границу раздела сред плоской волны, то предположим, что из упругого полупространства на поверхность $z = 0$ падает лишь продольная плоская волна, проекция волнового вектора которой на ось x равна k. Тогда, как известно (см. [6]), для волны с вертикальной поляризацией всегда можно выбрать векторный потенциал $\boldsymbol{\psi}$ таким образом, чтобы была отлична от нуля лишь единственная его компонента $\psi_y = -\psi$. Поэтому для падающей, преломленной и отраженных волн можно записать следующие соотношения:

$$\varphi = \exp[i(kx + \kappa_1 z - \omega t)] + A\exp[i(kx - \kappa_1 z - \omega t)], \tag{6}$$
$$\psi = B\exp[i(kx - \kappa_2 z - \omega t)],$$
$$p' = C\exp[i(kx + \kappa z - \omega t)],$$

в которых: t – время,

$$\kappa_1 = \sqrt{k_l^2 - k^2}, \quad \kappa_2 = \sqrt{k_t^2 - k^2},$$
$$k_l = \omega/c_l, \ k_t = \omega/c_t, \ k_s = \omega/c_s, \tag{7}$$
$$\kappa = i\left[\frac{g}{2c^2} + \sqrt{\frac{g^2}{4c^4} + (k^2 - k_s^2)\left(1 - \frac{N^2}{\omega^2}\right) - \frac{N^2}{c_s^2}}\,\right].$$

Необходимая для определения коэффициентов отражения A, трансформации B и прохождения C система из трех алгебраических уравнений найдется из стандартных граничных условий (см. [1, 6]):

$$v_z\,|_{z=+0} = \left.\frac{\partial u_z}{\partial t}\right|_{z=-0}, \ (-p' + \rho g u_z)\,|_{z=+0} = \sigma_{zz}\,|_{z=-0}, \ \sigma_{zx}\,|_{z=0} = 0. \tag{8}$$

Приравняв к нулю главный детерминант системы, получим искомое дисперсионное уравнение, которому удовлетворяют волновые числа k собственных решений рассматриваемой задачи:

$$(\gamma_s - g/c_s^2)[(2k^2c_t^2 - \omega^2)^2 - 4k^2\gamma_l\gamma_t c_t^4] + \tag{9}$$
$$+ R\gamma_l\omega^2[\omega^2 - N^2 + g(\gamma_s - g/c_s^2)] = 0.$$

В уравнении (9) введены следующие обозначения $R = \rho_0/\rho_g$, $\gamma_s = \kappa/i$, $\gamma_l = \sqrt{k^2 - k_l^2}$, $\gamma_t = \sqrt{k^2 - k_t^2}$.

Рассмотрим сначала вопрос о существовании поверхностной волны, распространяющейся вдоль границы раздела атмосферы с океаном, т.е. когда Земля моделируется однородным жидким полупространством $c_t = 0$. В этом случае из (9) получаем более простое дисперсионное уравнение, которое через безразмерные величины: $k/k_s = \sqrt{1 - \xi}$, $G = g/\omega c_s$, $a = c_s/c_l$, $W_1^2 = N^2/\omega^2 = (\gamma - 1)G^2$ и $W_2 = (2 - \gamma)G/2$ запишется в следующем виде

$$(\sqrt{W_2^2 - \xi(1 - W_1^2)} - W_2) + R\sqrt{1 - a^2 - \xi}\ \times \tag{10}$$
$$\times\ [1 - W_1^2 + G(\sqrt{W_2^2 - \xi(1 - W_1^2)} - W_2)] = 0.$$

Если бы граница раздела была абсолютно жесткой $R = 0$, то уравнение (10) имело бы тривиальное решение $\xi = 0$ $(k = k_s)$, отвечающее существованию стандартной поверхностной волны Лэмба в атмосфере (см. [3–5]). Поскольку же в реальных условиях $R \approx 10^{-3} \ll 1$, то, как нетрудно убедиться, значение $\xi = 0$ не является корнем уравнения (10), так как при $\xi = 0$ лишь первое слагаемое обращается в нуль, второе же – остается конечным и равным $R\sqrt{1 - a^2}\,(1 - W_1^2)$. По-видимому, можно ожидать, что при $R \ll 1$ в случае существования корня уравнения (10) величина его будет также существенно меньше единицы $|\xi| \backsim R^n$, $n \geqslant 1$. Кроме того, из простейшего анализа следует, что решение уравнения (10) существует лишь при $\xi > 0$, когда знаки первого и второго слагаемых в (10) противоположны.

Учитывая сказанное относительно возможных значений ξ, из (10) в первом приближении находим

$$\xi = \xi_L \approx R\sqrt{1 - a^2}\,[2W_2 - R\sqrt{1 - a^2}\,(1 - W_1^2)]. \tag{11}$$

Как видно из (11), необходимое условие $\xi > 0$ может нарушаться лишь в области высоких частот, т.е. при $G \ll 1$. Значение критической частоты ω_L, ниже которой $\omega < \omega_L$

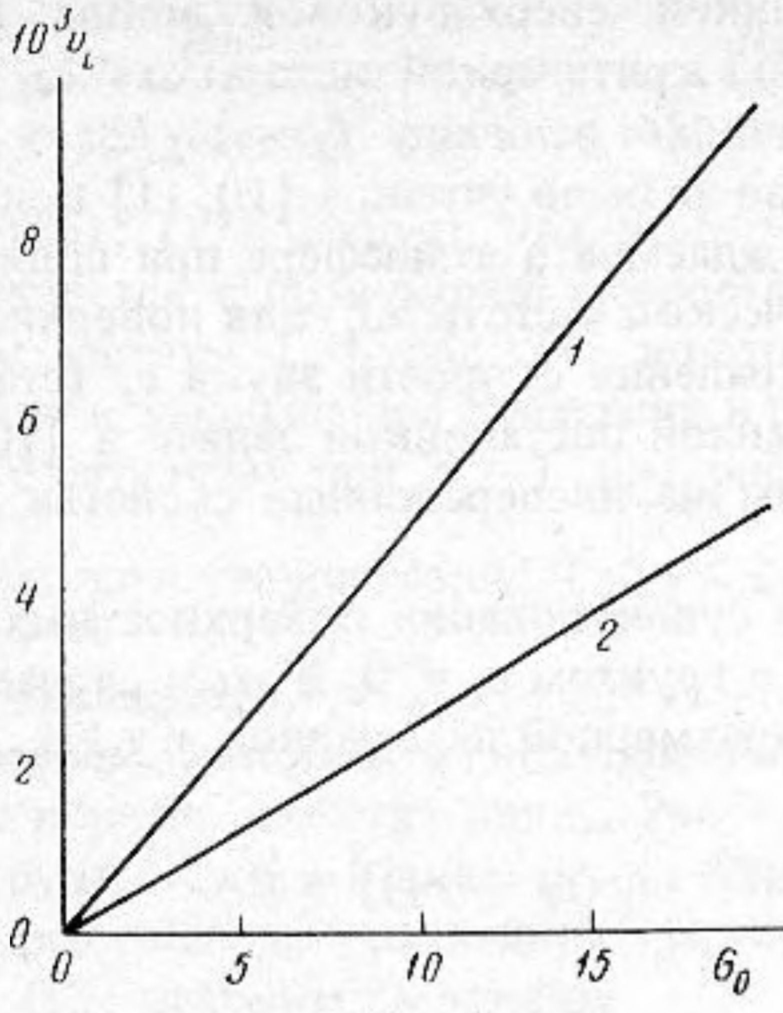

Рис. 1

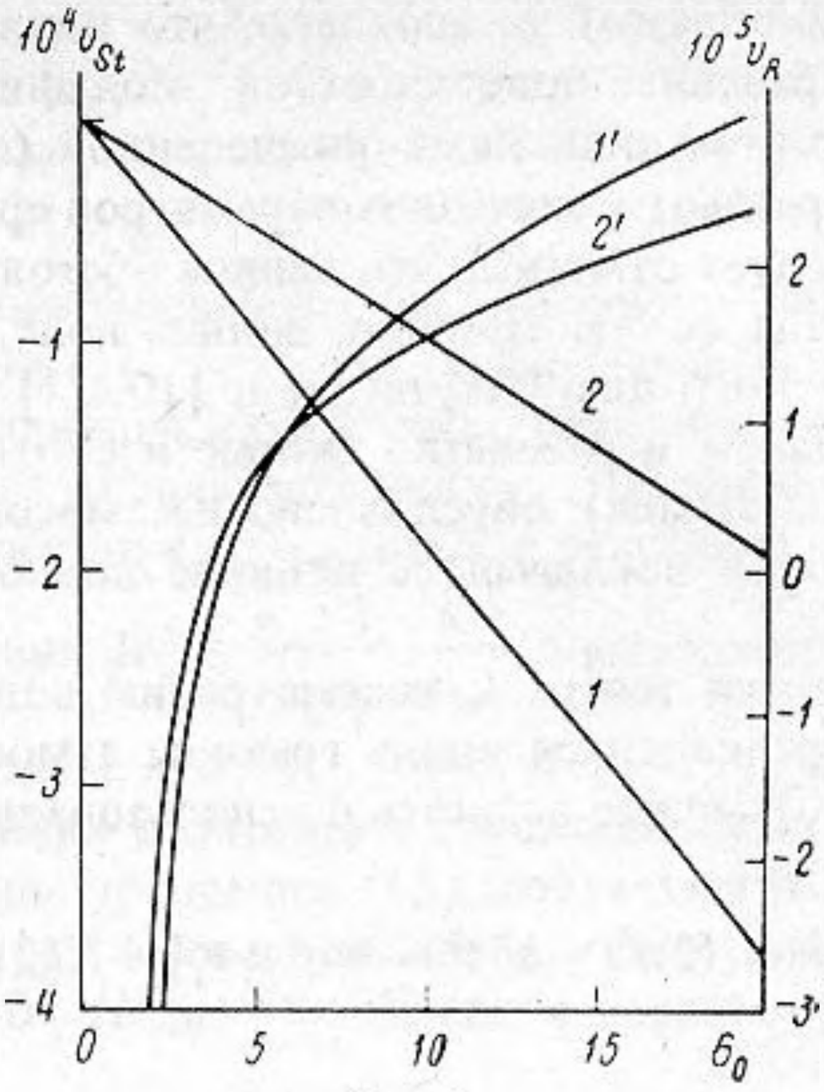

Рис. 2

Рис. 1. Зависимость, от безразмерной величины $G_0 = g/\omega c$, дисперсионной добавки $\upsilon_L = \dfrac{c_L}{c_s} - 1$ к скорости распространения поверхностной модифицированной волны Лэмба, полученная при численном решении уравнения (10) с $R = 10^{-3}$, $a = 3{,}4/15$: *1* – отвечает $\gamma = 1$; *2* – $\gamma = 1{,}4$.

Рис. 2. Зависимости, от безразмерной величины $G_0 = g/\omega c$, дисперсионных добавок к скоростям распространения поверхностных волн Стоунли–Шолтэ $\upsilon_{St} = \dfrac{c_{St}}{c_s} - 1$ (линии *1*, *2*) и Рэлея $\upsilon_R = \dfrac{c_R}{c_s} - b^{-1} + 0{,}806$ (кривые *1′*, *2′*), полученные при численном решении уравнения (15) с $R = 5 \times 10^{-4}$, $b = 0{,}1$, $a = b/\sqrt{3}$: *1*, *1′* отвечают $\gamma = 1$; *2*, *2′* – $\gamma = 1{,}4$.

только и существует, теперь уже модифицированная сверхзвуковая поверхностная волна Лэмба с увеличивающейся с понижением частоты скоростью распространения $c_L \approx c_s(1 + \xi_L/2)$, определяется из уравнения

$$W_2 - R\sqrt{1 - a^2}\,(1 - W_1^2) = 0, \tag{12}$$

следующего из решения (11) при $\gamma_s(\omega_L) = g/2c^2$. Из (12) находим

$$\omega_L = \frac{g}{c_s} \times \frac{4R(\gamma - 1)\sqrt{1 - a^2}}{\sqrt{(2 - \gamma)^2 + 16R^2(1 - a^2)(\gamma - 1)} - (2 - \gamma)}. \tag{13}$$

Используя условие малости $R \ll 1$, из (13) при справедливом для атмосферного воздуха условий $1 < \gamma < 2$ находим более наглядное приближенное выражение для критической частоты поверхностной модифицированной волны Лэмба

$$\omega_L \approx \frac{(2 - \gamma)}{2R\sqrt{\gamma(1 - a^2)}}\,\frac{g}{c}, \tag{14}$$

зависящее от акустических характеристик граничащих сред. Как следует из (11) и (14), влияние внутренних гравитационных волн ($\gamma > 1$) на распространение поверхностной модифицированной волны Лэмба сводится к уменьшению дисперсии ее скорости c_L и понижению критической частоты ω_L по сравнению со случаем $\gamma = 1$, поскольку с ростом γ величина $(2 - \gamma)/\sqrt{\gamma}$ в выражениях (11) и (14) уменьшается (см. рис. 1).

Таким образом установлено, что вдоль границы атмосферы с океаном возможно распространение поверхностной модифицированной сверхзвуковой волны Лэмба, но на частотах лишь ниже определенной (см. (13)) критической частоты $\omega < \omega_L$, которая при реальных значениях параметров сред составляет величину $f_L = \omega_L/2\pi \approx 1{,}5$ Гц. Здесь следует отметить, что данное обстоятельство не было учтено в [10, 11] при изучении вклада волны Лэмба в полное поле, возбуждаемое в атмосфере при подвижках океанического дна. Отсутствие в [10, 11] критической частоты ω_L для поверхностной волны Лэмба и равенство скорости ее распространения скорости звука c_s (стандартная волна Лэмба) обусловлено несамосогласованной постановкой задачи в [10, 11], при которой исключалось влияние водной среды на дисперсионные свойства волны Лэмба.

Обратимся теперь к рассмотрению вопроса о существовании поверхностных волн, распространяющихся вдоль границы атмосферы с грунтом $c_t \neq 0$. В этом случае уравнение (10) можно записать с использованием безразмерной переменной $\eta = k/k_t$ в следующем виде

$$(\nu_s - W_2)[(2\eta^2 - b^2)^2 - 4\eta^2 \nu_l \nu_t] + Rb^4 \nu_l [1 - W_1^2 + G(\nu_s - W_2)] = 0, \qquad (15)$$

где

$$\nu_s = \sqrt{W_2^2 + (\eta^2 - 1)(1 - W_1^2)}, \quad \nu_l = \sqrt{\eta^2 - a^2}, \quad \nu_t = \sqrt{\eta^2 - b^2}, \quad b = \frac{c_s}{c_t}.$$

При $G = 0$ уравнение (15) сводится к известному уравнению Стоунли – Шолтэ (см. [6–8]), описывающему распространение двух типов волн – Стоунли – Шолтэ и Рэлея со скоростями $c_{St} < c_s$ и $c_R < c_t$ соответственно; причем одна из них является поверхностной, а другая – вытекающей. В реальных условиях $b \approx 0{,}1 \ll 1$ и, поэтому, поверхностной волной является волна Стоунли – Шолтэ; волна Рэлея в этом случае является вытекающей, поскольку, распространяясь со скоростью $c_R > c_s$ она переизлучает энергию в атмосферу вследствие принципа излучения Вавилова – Черенкова.

Учет конечных значений G не изменяет порядка уравнения (см. (15)), поэтому, как показано в [1, 2] на частном примере $\gamma = 1$, не должно возникать и дополнительное решение уравнения (15), которое описывало бы новую поверхностную волну типа Лэмба. Появляется лишь дисперсия у волн Стоунли – Шолтэ и Рэлея, приводящая к тому, что, например, при $\gamma = 1$ (см. [1, 2]) ниже определенной частоты $\omega < \omega_0 \approx \approx \dfrac{g}{2c}$ переизлучение энергии волной Рэлея прекращается и она становится поверхностной волной наряду с волной Стоунли – Шолтэ. Посмотрим теперь, какие отличия по сравнению со случаем $\gamma = 1$ (см. [1, 2]) появляются в дисперсионных свойствах этих волн с учетом влияния на их распространение внутренних гравитационных волн $\gamma > 1$, $W_1^2 \neq 0$. Обратимся сначала к исследованию влияния внутренних гравитационных волн на дисперсию поверхностной волны Стоунли – Шолтэ. Решение уравнения (15), соответствующее этой волне будем искать в следующем виде $\eta = \eta_{St} = \sqrt{1 + \xi_{St}}$, где $\xi_{St} \ll \ll 1$; тогда в первом приближении из (15) находим:

$$\xi_{St} \approx \frac{Rb^4 \nu_l}{H_1}(-2W_2 + Rb^4 \nu_l/H_1), \qquad (16)$$

$$H_1 = H(\eta = 1), \quad H(\eta) = (2\eta^2 - b^2)^2 - 4\eta^2 \nu_l \nu_t.$$

Из (15) нетрудно убедиться, что для существования корня $\eta = \eta_{St}$ необходимо выполнение условия $\xi_{St} > 0$, т.к. только в этом случае знак первого слагаемого в (15) будет противоположен знаку второго слагаемого. Из (16) же следует, что условие $\xi_{St} > > 0$ выполняется во всей области частот $(W_2 \geqslant 0)$, поскольку $H_1 < 0$. С использованием малости величины $b \ll 1$ выражение (16) можно существенно упростить и представить в следующем виде:

$$\xi_{St} \approx \frac{Rb^2}{[1-(c_t/c_l)^2}\left\{2W_2 + \frac{Rb^2}{4[1-(c_t/c_l)^2]}\right\}. \tag{17}$$

Из (16), (17) следует, что, во-первых, поверхностная волна Стоунли – Шолтэ распространяется с дозвуковой скоростью $c_{St} \approx c_s(1 - \xi_{St}/2)$, уменьшающейся с понижением частоты (см. рис. 2); во-вторых, влияние внутренних гравитационных волн приводит к уменьшению дисперсии в скорости распространения c_{St} этой волны по сравнению с ситуацией при $\gamma = 1$ (см. рис. 2), поскольку с ростом γ, в разумном для атмосферного воздуха диапазоне $1 < \gamma < 2$, величина $W_2 = \dfrac{2-\gamma}{2\sqrt{\gamma}}\dfrac{g}{c\omega}$ в выражении для ξ_{St} (16) уменьшается.

Перейдем, наконец, к исследованию влияния внутренних гравитационных волн на дисперсионные свойства волны Рэлея. Решение уравнения (15), соответствующее этой волне, будем искать в виде $\eta = \eta_0 + \xi_R$, где $\xi_R \ll 1$ малая величина, являющаяся добавкой к решению η_0 уравнения (15) при $R = 0$: $H(\eta_0) = 0$. Тогда, в первом приближении из (15) находим выражение

$$\xi_R \approx Rb^4\nu_l[1 - W_1^2 + G(\nu_s - W_2)]/2\eta_0\left\{2(\nu_s - W_2)[\eta_0^2(\frac{\nu_t}{\nu_l} + \frac{\nu_l}{\nu_t}) + 2\nu_l\nu_t - 2(2\eta_0^2 - b^2)] - \frac{R}{2}[G\frac{\nu_l}{\nu_s} + \frac{1 - W_1^2 + G(\nu_s - W_2)}{\nu_l}]\right\}, \tag{18}$$

в котором подразумевается, что $\nu_s = \nu_s(\eta_0)$, $\nu_l = \nu_l(\eta_0)$, и $\nu_t = \nu_t(\eta_0)$. Учитывая, что в реальных условиях $R \ll 1$, $b \ll 1$, $(\eta_0^2 - b^2) \ll 1$ и $(a/b)^2 \lesssim 1/3$, из (18) находим удобную для дальнейшего анализа зависимость

$$\xi_R \approx \frac{R\nu_t b^4}{4\eta_0^3} \times \frac{[1 - W_1^2 + G(\nu_s - W_2)]}{(\nu_s - W_2)}. \tag{19}$$

Как отмечалось выше, при $G = 0$ волна Рэлея представляет собой вытекающую волну, поскольку малая добавка ξ_R является комплексной величиной (см. (19)). Переизлучение энергии этой волной прекращается при выполнении условия $\nu_s^2 \geqslant 0$, определяющего при $\nu_s(\omega_R) = 0$ выражение для критической частоты.

$$\omega_R = \omega_0\sqrt{\gamma - 4\eta_0^2(\gamma - 1)/\gamma}, \quad \omega_0 = g/2c\sqrt{1 - \eta_0^2}, \tag{20}$$

ниже которой $\omega < \omega_R$ волна Рэлея становится поверхностной волной со скоростью распространения

$$c_R \approx \frac{c_s}{\eta_0}(1 - \xi_R/\eta_0), \tag{21}$$

где

$$\xi_R \approx -\frac{Rb^4\nu_t}{4\eta_0^3(1 - \eta_0^2)}G\left\{\eta_0^2 + \frac{\gamma - 1}{(2-\gamma)^2}[3\gamma - 1 - \gamma^2 - \eta_0^2(4 - \gamma)] - \frac{[3 - \gamma - \eta_0^2(4-\gamma)]}{(2-\gamma)^2G^2}\right\}, \quad \left|\frac{(\eta_0^2 - 1)(1 - W_1^2)}{W_2^2}\right| \ll 1, \quad 1 \leqslant \gamma < 2; \tag{22}$$

$$\xi_R \approx -\frac{Rb^4\nu_t}{4\eta_0^3}G\left(\frac{\gamma - \alpha}{\alpha + \gamma - 2}\right), \quad \alpha = 2\sqrt{(\gamma - 1)(1 - \eta_0^2) + \left(\frac{2-\gamma}{2}\right)^2}, \tag{23}$$

$$\left|\frac{(1 - \eta_0^2)(1 - W_1^2)}{W_2^2}\right| \gg 1, \quad \gamma > 1, \quad W_1^2 \gg 1.$$

Как следует из (20) и (21)–(23), влияние внутренних гравитационных волн на распространение поверхностной волны Рэлея приводит, во-первых, к увеличению критической частоты по сравнению со случаем $\gamma = 1$ [1, 2] (см. рис. 2), так как $\omega_R/\omega_0 \approx \approx \sqrt{\gamma}$; во-вторых, в зависимости от диапазона частот к увеличению или уменьшению дисперсии ее скорости распространения по сравнению со случаем $\gamma = 1$ (см. рис. 2), поскольку, как показывают приближенные зависимости (22) и (23), при $\gamma > 1$: $:(\gamma-\alpha)/(\alpha+\gamma-2) < \eta_0^2 + (\gamma-1)[3\gamma - 1 - \gamma^2 - \eta_0^2(4-\gamma)]/(2-\gamma)^2$.

В заключение кратко сформулируем принципиальные результаты выполненных исследований. Во-первых, показано, что вдоль границы атмосферы с океаном возможно распространение поверхностной, но модифицированной волны Лэмба, причем лишь на частотах – ниже определенной критической частоты ω_L (13). Во-вторых, выяснено, что аналог поверхностной модифицированной волны Лэмба в атмосфере, граничащей с упругим грунтом отсутствует; в такой системе существует поверхностная волна Стоунли – Шолтэ и волна Рэлея, которая лишь на частотах – ниже определенной критической частоты ω_R (20) становится поверхностной волной.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Петухов Ю.В.* Влияние гравитации на распространение поверхностных волн вдоль границы раздела Земля – Атмосфера // Препринт № 269. Горький: НИРФИ. 1989. 7 с.
2. *Петухов Ю.В.* Эффект одновременного существования непереизлучающих поверхностных волн Рэлея и Стоунли // Акуст. журн. 1991. Т. 37. № 2.
3. *Госсард Э.Э., Хук У.Х.* Волны в атмосфере. М.: Мир, 1978. 532 с.
4. *Lamb H.* On the theory of waves propagated vertically in the atmosphere // Proc. Lond. Math. Soc. 1910. V. 7. № 1. P. 122–141.
5. *Bretherton F.P.* Lamb waves in a nearly isothermal atmosphere //Q.J. R. Meteorol. Soc. 1969. Vol. 65. № 3. P. 754–757.
6. *Ewing W.M., Jardetzky W.S., Press F.* Elastic waves in layered media. New York: McGraw–Hill, 1957. 580 p.
7. *Scholte J.G.* The range of existence of Rayleigh and Stonely waves // Monthly Notices Roy. Astron. Soc.: Geophys. Suppl. 1947. V. 5. № 3. P. 120–126.
8. *Biot M.A.* The interaction of Rayleigh and Stoneley waves in the ocean bottom // Bull. Seism. Soc. Amer. 1952. V. 42. № 1. P. 81–92.
9. *Осташев В.Е.* Уравнение для акустических и гравитационных волн в стратифицированной движущейся среде // Акуст. журн. 1987. Т. 32. № 1. С. 150–152.
10. *Лидоренко Н.С., Ильин Б.И., Петькин Н.В., Козлов В.А., Ромашко Д.Н.* Возбуждение акустических колебаний в атмосфере при поршневых подвижках дна океана // Изв. АН СССР. Физика атмосферы и океана. 1988. Т. 23. № 1. С. 47–52.
11. *Ильин Б.И., Ромашко Д.Н.* Генерация атмосферного инфразвука при вертикальном сдвиге океанического дна // Изв. АН СССР. Физика атмосферы и океана. 1990. Т. 26. № 8. С. 886–888.

Институт прикладной физики
Российской Академии наук

Поступила в редакцию
07.05.91

Yu.V. Petukhov

ON THEORY OF LAMB, STONELY–SHOLTE AND RAYLEIGH SURFACE WAVES PROPAGATING ALONG EARTH–ATMOSPHERE INTERFACE

The dispersion properties of surface waves existing in atmosphere bordering a homogeneous liquid or elastic half-spaces were studied using the most simple model of isothermal atmosphere. A supersonic surface wave, the propagation velocity of which increases with the frequency decrease, was shown to exist in a liquid half-space at frequencies lower than a certain critical frequency. In the limiting case of an absolutely rigid interface boundary this supersonic surface wave transforms into the standard Lamb surface wave propagating with the sound velocity. We have found out that only subsonic Stonely–Sholte surface wave exists (within the whole frequency range) in a model system with an elastic half-space. The propagation velocity of this wave decreases with the frequency decrease. The Rayleigh wave also becomes a surface wave at frequencies lower than the critical one.