ГОСУДАРСТВЕННЫЙ КОМИТЕТ РСФСР ПО ДЕЛАМ НАУКИ И ВЫСШЕЙ ШКОЛЫ

Ордена Трудового Красного Знамени
научно-исследовательский радиофизический институт (НИРФИ)

Препринт № 326

ВОЗБУЖДЕНИЕ ВОЛНЫ ЛЭМБА В АТМОСФЕРЕ ПОДВОДНЫМ ИСТОЧНИКОМ

Л.А.Гасилова
И.Ю.Гордеева
Ю.В.Петухов

Нижний Новгород 1991

Гасилова Л.А., Гордеева И.Ю., Петухов Ю.В.

ВОЗБУЖДЕНИЕ ВОЛНЫ ЛЭМБА В АТМОСФЕРЕ ПОДВОДНЫМ ИСТОЧНИКОМ // Препринт № 326. - Нижний Новгород: НИРФИ, 1991. - 15 с.

УДК 551.596.1

Исследованы дисперсионные свойства модифицированной поверхностной волны Лэмба, распространяющейся вдоль границы раздела изотермическая атмосфера - тяжелая сжимаемая жидкость с постоянными по глубине плотностью и скоростью звука, моделирующая океан, и определены частотные зависимости ее коэффициентов возбуждения при точечном подводном источнике массы. Показано, что эта волна, существующая лишь на частотах ниже определенной критической частоты, распространяется со сверхзвуковой скоростью выше и с дозвуковой скоростью ниже определенной резонансной частоты, отвечающей пересечению частотных зависимостей фазовых скоростей модифицированной поверхностной волны Лэмба и гидродинамической поверхностной волны.

Анализ полученного /I/ дисперсионного уравнения для собственных решений системы изотермическая атмосфера – однородная сжимаемая жидкость, моделирующая океан, показал, что лишь на частотах ниже определенной критической частоты (см.(I2), (I3) в /I/) существует модифицированная поверхностная волна Лэмба, распространяющаяся вдоль соответствующей границы раздела сред со сверхзвуковой (по отношению к воздуху) скоростью, возрастающей при понижении частоты, и являющаяся аналогом известной волны Лэмба в атмосфере (см./2/), распространяющейся со скоростью звука вдоль абсолютно жесткой границы раздела (несжимаемая жидкость).

В настоящей же работе исследуется влияние силы тяжести в сжимаемой жидкости, приводящее к возникновению поверхностной гидродинамической волны, на дисперсионные свойства модифицированной поверхностной волны Лэмба и частотную зависимость ее коэффициентов возбуждения для точечного подводного источника массы.

При решении поставленной задачи рассмотрим, как и в /I/, изотермическую модель атмосферы с экспоненциально спадающей с ростом высоты $z \geq 0$ плотностью воздуха $\rho_1(z) = \rho_{01} \exp(-\gamma g z / C_1^2)$ и постоянными адиабатической скоростью звука C_1 и показателем адиабаты γ, предполагая, что начало цилиндрической системы координат z, r расположено на границе раздела $z = 0$, а ось z направлена вертикально вверх; здесь g – ускорение силы тяжести, $\rho_{01} = \rho_1(z = 0)$ – плотность воздуха на границе с жидкостью, r – горизонтальное расстояние. Тогда линеаризованное уравнение для возмущения ρ_1' в неподвижной атмосфере запишется, с использованием /3/, в следующем виде:

$$\left\{\left(\frac{\partial^2}{\partial t^2}+N_1^2\right)^2\left(\frac{\partial^2}{c_1^2\,\partial t^2}-\Delta_\perp\right)-\frac{\partial^2}{\partial t^2}\left(\frac{\partial^2}{\partial t^2}+N_1^2\right)\times\right.$$

$$\left.\times\left(\frac{\partial^2}{\partial z^2}-2\Gamma_1\frac{\partial}{\partial z}\right)\right\}e^{gz/c_1^2}\,p_1'=0, \tag{I}$$

где $N_1^2=(\gamma-\mathrm{I})\,g^2/c_1^2$ - квадрат частоты Брента-Вяйсяля ; $\Gamma_1=(2-\gamma)g/2c_1^2$ - коэффициент Эккарта, $\Delta_\perp=\frac{1}{r}\frac{\partial}{\partial r}\left(r\frac{\partial}{\partial r}\right)$, t - время.

Линеаризованное уравнение для возмущения давления p_2' в"тяжелой" сжимаемой жидкости с постоянными при $z\leq 0$ значениями плотности ρ_2 и скорости звука c_2, в которой на глубине $z=-h$ расположен точечный источник массы с произвольно зависящей от времени производительностью $Q(t)=\frac{1}{r}\,\delta(r)\,\delta(z+h)\,M(t)$, запишется в следующем виде:

$$\left\{\left(\frac{\partial^2}{\partial t^2}+N_2^2\right)^2\left(\frac{\partial^2}{c_2^2\,\partial t^2}-\Delta_\perp\right)-\frac{\partial^2}{\partial t^2}\left(\frac{\partial^2}{\partial t^2}+N_2^2\right)\times\right.$$

$$\left.\times\left(\frac{\partial^2}{\partial z^2}-2\Gamma_2\frac{\partial}{\partial z}\right)\right\}e^{gz/c_2^2}\,p_2'= \tag{2}$$

$$=\rho_2\,e^{gz/c_2^2}\left(\frac{\partial^2}{\partial t^2}+N_2^2\right)^2\frac{\partial Q}{\partial t},$$

где $N_2^2=-g^2/c_2^2$, $\Gamma_2=g/c_2^2$, $M(t)$ - функция, моделирующая определенный физический процесс в источнике, $\delta(r)$ и $\delta(z+h)$ - дельта функции.

Для дальнейшего удобнее, представив возмущение давления в виде интегралов Фурье по частоте ω :

$$\rho_j'(t) = \frac{1}{2\pi}\int \bar{p}_j(\omega) e^{i\omega t}\, d\omega, \quad j = [1, 2], \tag{3}$$

перейти к уравнениям для соответствующих компонентов $\rho_j'(\omega)$:

$$\Delta_\perp \bar{p}_1 + k_1^2 \bar{p}_1 + \frac{\omega^2}{\omega^2 - N_1^2}\left\{\frac{N_1^2}{c_1^2}\bar{p}_1 + \frac{\gamma g}{c_1^2}\frac{\partial \bar{p}_1}{\partial z} + \frac{\partial^2 \bar{p}_1}{\partial z^2}\right\} = 0, \quad z \geq 0; \tag{4}$$

$$\Delta_\perp \bar{p}_2 + k_2^2 \bar{p}_2 + \frac{\omega^2}{\omega^2 - N_2^2}\left\{\frac{N_2^2}{c_2^2}\bar{p}_2 + \frac{\partial^2 \bar{p}_2}{\partial z^2}\right\} = \tag{5}$$

$$= -i\omega \rho_2 \frac{\delta(r)}{r}\delta(z+h)\bar{M}(\omega),$$

где $k_j = \omega / c_j$ – волновые числа в соответствующих средах, $\bar{M}(\omega)$ – Фурье спектр функции $M(t)$. Необходимые для однозначного решения уравнений (4), (5) граничные условия, выражающие непрерывность вертикальных компонентов скоростей смещений v_{zj} и полных производных от суммарного давления по времени $\frac{dP_j}{dt}$ на границе раздела сред $z = 0$, запишем через Фурье компоненты возмущений давления $\bar{p}_j(\omega)$ и вертикальной компоненты смещения $\bar{u}_{zj}(\omega)$:

$$\bar{u}_{1z}\Big|_{z=+0} = \bar{u}_{z2}\Big|_{z=-0}, \quad (\bar{p}_1 - \rho_1 g \bar{u}_{z1})\Big|_{z=+0} = \tag{6}$$

$$= (\bar{p}_2 - \rho_2 g \bar{u}_{z2})\Big|_{z=-0}.$$

Для полной замкнутости задачи, через одни лишь величины давления, достаточно в равенствах (6) воспользоваться взаимосвязью

$$\bar{u}_{zj} = \frac{\frac{g}{c_j^2}\,\bar{p}_j + \frac{\partial \bar{p}_j}{\partial z}}{\rho_j(z)\,(\omega^2 - N_j^2)}\,, \qquad (7)$$

следующей из дифференциального соотношения

$$\frac{\partial^2}{\partial t\,\partial z}\, e^{gz/c_j^2}\, p_j' + \left(\frac{\partial^2}{\partial t^2} + N_j^2\right)\rho_j(z)\, e^{gz/c_j^2}\, v_{zj} = 0\,, \qquad (8)$$

между возмущением давления и вертикальной компонентой скорости смещения частиц в волне (см./3/). Тогда, учитывая (6), (7), из уравнений (4), (5) нетрудно получить для представляющих интерес величин интегральные выражения, удовлетворяющие принципу излучения при $|z| \to \infty$, $r \to \infty$:

$$\bar{p}_1 = \frac{\rho_{01}\bar{M}(\omega)}{2i\omega}(\omega^2 - N_1^2)(\omega^2 - N_2^2)\int_{-\infty}^{+\infty} \frac{e^{-\gamma_1 z - \gamma_2 h}}{D(k,\omega)}\, H_0^{(2)}(kr)\,k\,dk,$$

$$\bar{v}_{z1} = \frac{\rho_{01}\bar{M}(\omega)}{2\,\rho_1(z)}(\omega^2 - N_2^2)\int_{-\infty}^{+\infty} \frac{\left(\frac{g}{c_1^2} - \gamma_1\right) e^{-\gamma_1 z - \gamma_2 h}}{D(k,\omega)}\, H_0^{(2)}(kr)\,k\,dk, \qquad (9)$$

$$z \geq 0\,;$$

$$\bar{p}_2 = \frac{i\rho_2\bar{M}(\omega)}{4\omega}(\omega^2 - N_2^2)\int_{-\infty}^{+\infty}\left\{ e^{-\gamma_2(z+h)} - \frac{D_1(k,\omega)}{D(k,\omega)}\, e^{\gamma_2(z-h)}\right\}\frac{k}{\gamma_2}\, H_0^{(2)}(kr)\,dk,$$

$$\bar{v}_{z2} = -\frac{\bar{M}(\omega)}{4}\int_{-\infty}^{+\infty}\left\{\left(\frac{g}{c_2^2} - \gamma_2\right) e^{-\gamma_2(z+h)} - \frac{D_1(k,\omega)}{D(k,\omega)}\left(\frac{g}{c_2^2} + \gamma_2\right)\times \right. \qquad (10)$$

$$\left.\times \exp\left[\gamma_2(z-h)\right]\right\}\frac{k}{\gamma_2}\, H_0^{(2)}(kr)\,dk\,, \qquad z > -h\,;$$

$$\bar{p}_2 = \frac{i\rho_2 \bar{M}(\omega)}{4\omega}(\omega^2 - N_2^2)\int\limits_{-\infty}^{+\infty} e^{\gamma_2(z+h)}\left\{1 - \frac{D_1(\kappa,\omega)}{D(\kappa,\omega)} e^{-2\gamma_2 h}\right\}\frac{\kappa}{\gamma_2} H_0^{(2)}(\kappa r)\,d\kappa,$$

$$\bar{v}_{z2} = -\frac{\bar{M}(\omega)}{4}\int\limits_{-\infty}^{+\infty} e^{\gamma_2(z+h)}\left\{1 - \frac{D_1(\kappa,\omega)}{D(\kappa,\omega)} \times\right.$$

$$\left. \times\, e^{-2\gamma_2 h}\right\} \frac{\left(\frac{g}{c_2^2} + \gamma_2\right)\kappa}{\gamma_2} H_0^{(2)}(\kappa r)\,d\kappa, \tag{II}$$

$$z < -h.$$

В (9)-(II) введены следующие обозначения:

$$\gamma_1 = \frac{\gamma g}{2c_1^2} + \left\{\frac{\gamma^2 g^2}{4c_1^4} + (\kappa^2 - \kappa_1^2)\left(1 - \frac{N_1^2}{\omega^2}\right) - \frac{N_1^2}{c_1^2}\right\}^{1/2},$$

$$\gamma_2 = \left\{(\kappa^2 - \kappa_2^2)\left(1 - \frac{N_2^2}{\omega^2}\right) - \frac{N_2^2}{c_2^2}\right\}^{1/2}, \tag{I2}$$

$$D(\kappa,\omega) = (g/c_1^2 - \gamma_1)(\omega^2 - g\gamma_2) + R\,(g/c_2^2 + \gamma_2) \times$$

$$\times \left[g(g/c_1^2 - \gamma_1) - (\omega^2 - N_1^2)\right],$$

$$D_1(\kappa,\omega) = \left(\frac{g}{c_1^2} - \gamma_1\right)(\omega^2 + g\gamma_2) + R\left(\frac{g}{c_2^2} - \gamma_2\right)\left[g\left(\frac{g}{c_1^2} - \gamma_1\right) - \right.$$

$$\left. - (\omega^2 - N_1^2)\right], \qquad R = \frac{\rho_{01}}{\rho_2};$$

$H_0^{(2)}(\kappa r)$ – функция Ханкеля.

Поскольку здесь представляют интерес лишь поверхностные волны, а именно модифицированная поверхностная волна Лэмба, которым соответствуют полюса подынтегральных функций (9)-(II), то обратимся сначала к анализу решений дисперсионного уравнения $D(K, \omega) = 0$ (см.(I2)), предварительно переписав его через безразмерные величины $x = K/K_1$, $a = C_1/C_2$, $W_1^2 = N_1^2/\omega^2 = (\gamma - 1)G^2$, $W_2^2 = -N_2^2/\omega^2 = a^2G^2$, $W_3 = (2-\gamma)G/2$, $G = g/\omega C_1$ в следующем виде:

$$(\nu_1 - W_3)(1 - G\nu_2) + R(\nu_2 + a^2G)\left[1 - W_1^2 + G(\nu_1 - W_3)\right] = 0, \tag{I3}$$

$$\nu_1 = \sqrt{W_3^2 + (x^2-1)(1-W_1^2)},$$

$$\nu_2 = \sqrt{(1+W_2^2)x^2 - a^2}.$$

В связи с тем, что отношение плотности воздуха к плотности жидкости мало: $R \approx 10^{-3} << 1$, то второе, пропорциональное R, слагаемое в (I3) будет вносить определенные поправки к нулевым приближениям, отвечающим волне Лэмба $x_L \approx x_L^{(0)} = 1$ (см./I/) и гидродинамической поверхностной волне $x_G \approx x_G^{(0)} = \frac{1}{G}$ (см./4/). Поэтому удобно представить искомые решения в виде:

$$x_L = \sqrt{1 - y_L}, \qquad x_G = \frac{1 + y_G}{G}, \tag{I4}$$

где $y_L << 1$ и $y_G << 1$ - неизвестные малые добавки. Подставив (I4) в уравнение (I3), в первом приближении для y_L и y_G находим

$$y_L \approx \begin{cases} R\sqrt{1-a^2}\left(2W_3 - R\sqrt{1-a^2}\right), & G << 1 \\ -(2-\gamma)R\left(1 + \dfrac{a^2 + G^{-1}}{\sqrt{1+W_2^2 - a^2}}\right), & G >> 1 \end{cases}; \tag{I5}$$

$$y_G \approx R\left[1 + \frac{1 - W_1^2}{G\left(\sqrt{W_3^2 + \frac{1-G^2}{G^2}(1 - W_1^2)} - W_3\right)}\right]. \tag{I6}$$

Проанализируем сначала выражение для y_L (I5). Поскольку при $G << I$ решение уравнения (I3), отвечающее аналогу волны Лэмба, возможно лишь при $y_L > 0$, то из (I5) следует, что модифицированная поверхностная волна Лэмба существует только на частотах ниже определенной критической частоты (см./I/)

$$\omega_L = \frac{g}{c_1}\,\frac{4R(\gamma-1)\sqrt{1-a^2}}{\sqrt{(2-\gamma)^2 + 16R^2(1-a^2)(\gamma-1)} - (2-\gamma)}, \tag{I7}$$

которая находится из уравнения (I3) при $\nu_1 = 0$. Поскольку для атмосферного воздуха $I < \gamma < 2$, то из (I7) находим более наглядное выражение для критической частоты

$$\omega_L \approx \frac{(2-\gamma)\;g}{2R\sqrt{1-a^2}\;c_1} \tag{I8}$$

Из (I5) следует также, что ниже критической частоты модифицированная поверхностная волна Лэмба при $G << I$ распространяется со сверхзвуковой скоростью, увеличивающейся при понижении частоты; на низких же частотах $G >> I$ скорость ее распространения остается, в отличие от /I/, всегда дозвуковой и также увеличивается при понижении частоты, стремясь, однако, при $G \to \infty$ к определенному значению $C_L \approx C_1\left[1 - \frac{2-\gamma}{2}R\right]$. Что касается гидродинамической поверхностной волны (см.(I6)), то добавка y_G к ее решению также изменяет свой знак при переходе от высоких частот ($G << I$) к низким ($G >> I$):

$$
y_G \approx \begin{cases} 2R, & G \to 0 \\ R\dfrac{\sqrt{\left(\frac{2-\gamma}{2}\right)^2 + (\gamma-1)} - \frac{2-\gamma}{2} - (\gamma-1)}{\sqrt{\left(\frac{2-\gamma}{2}\right)^2 + (\gamma-1)} - \frac{2-\gamma}{2}}, & G \to \infty, \end{cases} \tag{I9}
$$

не меняя, однако, общего поведения фазовой скорости этой волны C_G от частоты.

Смена знаков у величин y_L и y_G, т.е. переход через значение $y_L = y_G = 0$, происходит при $G \approx$ I, когда изменяется знак у множителя $(I - G\nu_2)$ в первом слагаемом уравнения (I3). Это отвечает тому простому факту, что частотные зависимости фазовых скоростей $C_L \approx C_1(I - \frac{1}{2}y_L)$ и $C_G \approx C_1 G(I - y_G)$, отвечающие этим двум поверхностным волнам, пересекаются на определенной резонансной частоте $\omega = \omega_p \approx g/C_1$, при которой в выражениях (9)-(II) присутствует лишь один полюс, но зато второго порядка. Сказанное относительно поведения C_L и C_G подтверждается приведенными на рис. I результатами численного решения уравнения (I3).

Теперь, поскольку здесь представляют интерес лишь акустические возмущения в атмосфере, остановимся на анализе частотной зависимости коэффициентов возбуждения модифицированной поверхностной волны Лэмба для давления $A_p(\omega)$ и вертикальной компоненты скорости смещения $A_v(\omega)$, которые следуют из (9) при $G \neq$ I, $x_L \neq x_G$:

$$
A_p(\omega) = \frac{\sqrt{x_L}\,(1-W_1^2)(1+W_2^2)}{G^{3/2}\;F(x_L)} \exp\left[-k_1\left\{z\left(\nu_1(x_L) + \frac{\gamma G}{2}\right) + h\nu_2(x_L)\right\}\right], \tag{20}
$$

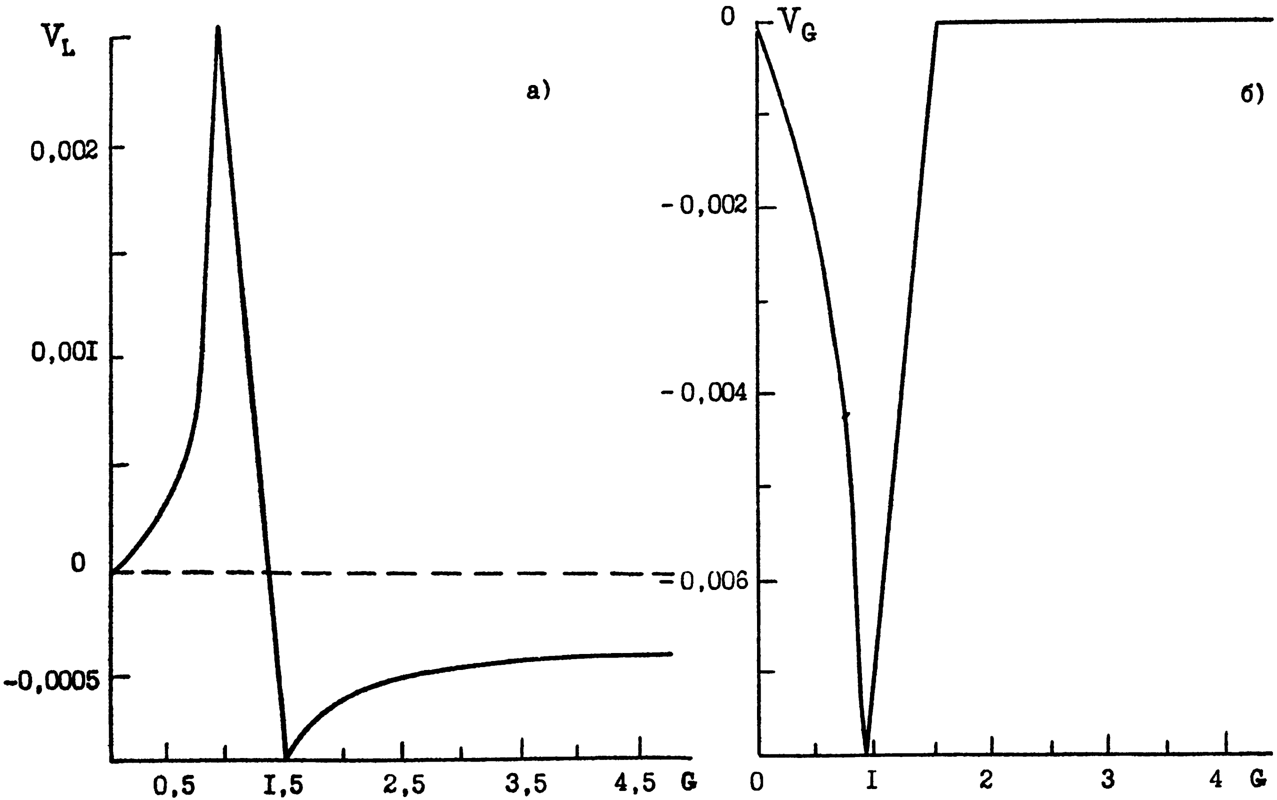

Рис. I. Зависимости добавок к фазовой скорости модифицированной поверхностной волны Лэмба $V_L = (C_L/C_1 - I)$ – (а) и к фазовой скорости гидродинамической поверхностной волны $V_G = (C_G/C_1 - G)$ – (б) от безразмерного параметра $G = g/C_1\omega$, рассчитанные с использованием (I3) при $R = I0^{-3}$, $a = 34/I50$, $\gamma = I,4$

$$A_v(\omega) = A_p(\omega)\, e^{\gamma g z/c_1^2}\ \frac{W_3 - \nu_1(x_L)}{1 - W_1^2}\,, \tag{2I}$$

где
$$F(x) = -\frac{x(1-W_1^2)}{\nu_1}\left\{1 - G\nu_2 + RG(Ga^2 + \nu_2)\right\} + \frac{x(1+W_2^2)}{\nu_2} \times$$

$$\times \left\{ R\left[G(W_3 - \nu_1) - 1 + W_1^2\right] - G\left[G - \left(\nu_1 + \frac{\gamma G}{2}\right)\right] \right\}.$$

С использованием коэффициентов возбуждения (20), (2I) выражения для $\bar{p}_1$ и $\bar{v}_{z1}$ запишутся в следующем виде:

$$\bar{p}_1 = \sqrt{\frac{2\pi}{2}}\ \frac{\rho_{01}\bar{M}(\omega) g^{3/2}}{c_1^2}\ e^{-i(k_1 x_L r + \pi/4)} A_p(\omega); \tag{22}$$

$$\bar{v}_{z1} = \sqrt{\frac{2\pi}{r}}\ \frac{\bar{M}(\omega) g^{3/2}}{c_1^3}\ e^{-i(k_1 x_L r + 3\pi/4)} A_v(\omega). \tag{23}$$

На резонансной частоте $\omega = \omega_p \approx g/C_1$, когда x_L является полюсом второго порядка ($G \approx I$, $x_L = x_G$), окончательные выражения для коэффициентов возбуждения $A_p(\omega)$ и $A_v(\omega)$ получаются более громоздкими, чем (20) и (2I), поэтому их удобнее представить здесь, не расписывая производной по x :

$$A_p(\omega_p) = \frac{(1-W_1^2)(1+W_2^2)}{G^{3/2}}\ e^{ik_1 x_L r}\ \times$$

$$\times \lim_{x \to x_L} \frac{d}{dx}\left\{ \frac{(x - x_L)^2}{D(k_1 x, \omega_p)} \sqrt{x}\, k_1 \omega_p^2 \exp\left\{-ik_1\left[xr + \right.\right.\right. \tag{24}$$

$$+ z(\nu_1+\gamma G/2)+h\nu_2\Big]\Big\}\Big\}\;;$$

$$A_v(\omega_p)=\frac{1+W_2^2}{G^{3/2}}\,e^{ik_1x_Lr+\gamma gz/c_1^2}\lim_{x\to x_L}\frac{d}{dx}\times$$

$$\times\left\{\frac{(x-x_L)^2(W_3-\nu_1)\sqrt{x}}{D(k_1x,\omega_p)/k_1\omega_p^2}\exp\Big\{-ik_1\Big[xr+\right. \tag{25}$$

$$\left.+z(\nu_1+\gamma G/2)+h\nu_2\Big]\Big\}\right\}.$$

Уже из простейшего приближенного анализа выражений для $A_p(\omega)$ (20), (24) и $A_v(\omega)$ (2I), (25) можно сделать полезные выводы. Во-первых, появление в уравнении (I3) на резонансной частоте полюса второго порядка приводит к возникновению при $\omega=\omega_p$ узкого резонансного максимума в коэффициентах возбуждения модифицированной поверхностной волны Лэмба. Во-вторых, в $A_p(\omega)$ существует также относительно широкий максимум на определенной частоте $\omega=\omega_c(z,h)$, обусловленный наличием в (20) экспоненциального и пропорционального $\omega^{3/2}$ множителей, противоположным образом ведущих себя с ростом частоты. Поскольку при удалении корреспондирующих точек от границы раздела соответствующих сред максимум при $\omega=\omega_c(z,h)$ смещается в область более низких частот ($\omega_c\to 0$, $|h|\to\infty$, $z\to\infty$), то при определенных значениях $h=h_p$, $z=z_p$ возможно совпадение обеих частот $\omega_c=\omega_p$, при котором резонансный максимум будет наиболее выделен по амплитуде. Сказанное относительно поведения $A_p(\omega)$ и $A_v(\omega)$ подтверждается приведенными на рис.2 результатами численных расчетов с использованием выражений (20), (24) и (2I),(25).

Таким образом, учет влияния силы тяжести также и на волновые процессы в жидкости приводит к следующим эффектам. Во-первых, появляется резонансная частота, равная отношению ускорения сво-

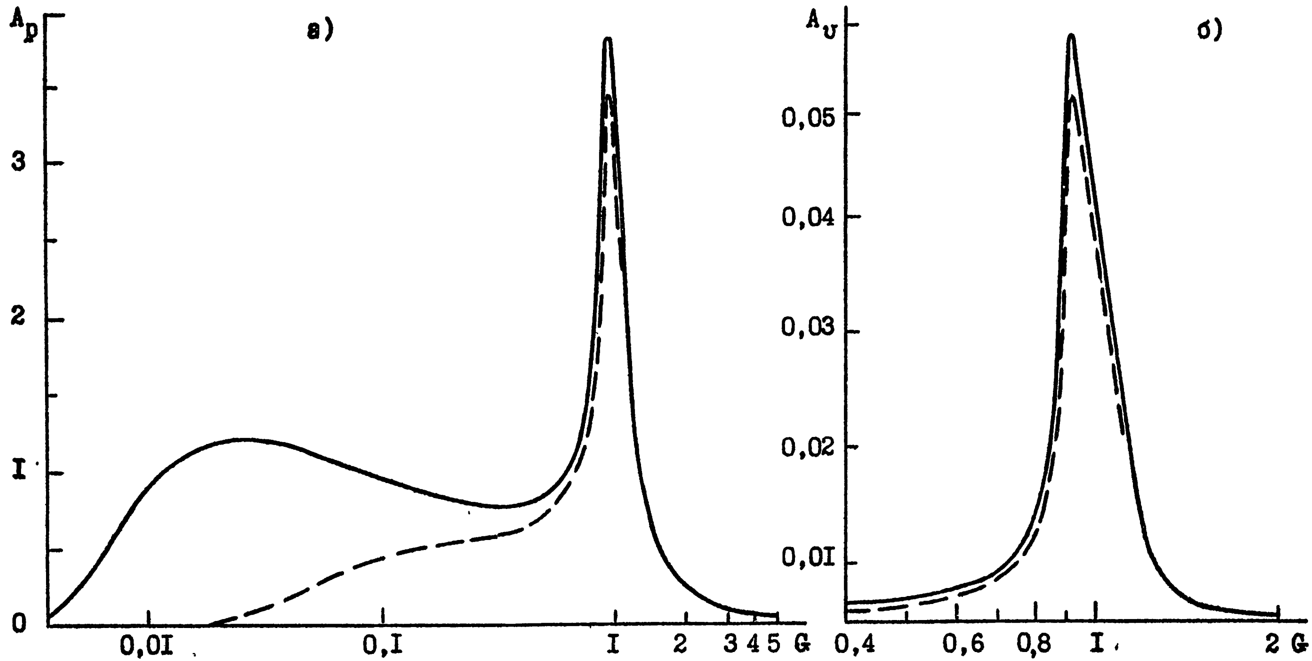

Рис. 2. Зависимости от безразмерного параметра $G = g/C_1\omega$ коэффициентов возбуждения для давления A_p – (а) и вертикальной компоненты скорости смещения A_υ – (б) в модифицированной поверхностной волне Лэмба, рассчитанные с использованием (20), (24) и (2I), (25) соответственно и при $R = 10^{-3}$, $a = 34/150$, $\gamma = 1,4$, $z = 0$; сплошная линия отвечает $|h| = 10^2$ м, штриховая – $|h| = 10^3$ м.

бодного падения к скорости звука в воздухе, на которой в коэффициентах возбуждения поверхностной модифицированной волны Лэмба присутствует узкий резонансный максимум, а частотная зависимость ее фазовой скорости пересекается с аналогичной зависимостью для поверхностной гидродинамической волны. Во-вторых, существует выделенное расположение корреспондирующих точек относительно границы раздела сред, при котором резонансный максимум в коэффициенте возбуждения этой волны наиболее выделен по амплитуде. В-третьих, модифицированная поверхностная волна Лэмба распространяется со сверхзвуковой скоростью лишь для частот ниже критической и выше резонансной; для частотного диапазона ниже резонансной частоты эта волна распространяется с дозвуковой (по отношению к воздуху) скоростью.

ЛИТЕРАТУРА

1. Петухов Ю.В. К теории поверхностных волн, распространяющихся вдоль границы Земля - атмосфера//Препринт № 269. - Нижний Новгород: НИРФИ, 1991. - 15 с.
2. Госсард Э.Э., Хук У.Х. Волны в атмосфере. - М.: Мир, 1987. - 532 с.
3. Осташев В.Е. Уравнение для акустических и гравитационных волн в стратифицированной движущейся среде//Акуст.журн. - 1987. - Т.32, № 1. - С.150-152.
4. Лайтхилл Дж. Волны в жидкостях. - М.: Мир, 1981. - 598 с.

Дата поступления статьи
10 июля 1991 г.