тоты 400 *кгц* (граничная частота использованного гидрофона). Полученные результаты хорошо согласуются с расчетными.

На фиг. 2 для примера приведены экспериментальные записи распределения давления в поперечном сечении звукового пучка для первой и третьей гармоник (частоты 20 и 60 *кгц*). Хорошо заметно увеличение интенсивности звукового поля на третьей гармонике, обусловленное лучшим коэффициентом преобразования на этой частоте, и уменьшение расходимости звукового пучка более высокой частоты в сравнении с пучком основной гармоники. Зарегистрированные абсолютные значения амплитуды давления звука в пределах ошибки измерения (30%) совпадают с результатами расчета.

Аналогичным образом можно возбуждать широкий спектр звуковых частот и с помощью ограниченных последовательностей коротких лазерных импульсов. Отличие этого случая от рассмотренного будет в уширении отдельных спектральных компонент звукового поля.

В заключение отметим, что аналогичный механизм использован и для генерации гиперзвуковых волн в твердом теле [9].

ЛИТЕРАТУРА

1. *Carome E. F., Clark N. A., Moeller C. E.* Generation of acoustic signals in liquids by Ruby laser – induced thermal stress transients. Appl. Phys. Letts, 1964, *4*, 1, 96–97.
2. *Бункин Ф. В., Комиссаров В. М.* Оптическое возбуждение звуковых волн (обзор). Акуст. ж., 1973, *19*, 3, 305–320.
3. *Westervelt R. J., Larson R. S.* Laser-excited broadside array. J. Acoust. Soc. America, 1973, *54*, 1, 121–122.
4. *Божков А. И., Бункин Ф. В., Савранский В. В.* Генерация звука в жидкости при облучении ее поверхности лазерным излучением с модулированной интенсивностью. Письма в ЖТФ, 1975, *1*, 9, 435–439.
5. *Бункин Ф. В., Михалевич В. Г., Шипуло Г. П.* Генерация монохроматического звука в воде при поглощении в ней лазерного излучения. Квантовая электроника, 1976, *3*, 2, 441–443.
6. *Божков А. И., Бункин Ф. В.* Генерация звука в жидкости при поглощении в ней лазерного излучения с модулированной интенсивностью. Квантовая электроника, 1975, *2*, 8, 1763–1776.
7. *Козяев Е. Ф., Наугольных К. А.* О тепловом акустооптическом эффекте. Акуст. ж., 1976, *22*, 3, 366–369.
8. *Касоев С. Г., Лямшев Л. М.* Генерация звука в жидкости лазерным лучом, модулированным по интенсивности ЧМ-сигналом. Акуст. ж., 1977, *23*, 4, 608–614.
9. *Brienza M. J., De Maria A. J.* Laser-induced microwave sound by surface heating. Appl. Phys. Letts., 1967, *11*, 2, 44–46.

Физический институт им. П. Н. Лебедева
Академии наук СССР

Поступила
29 июня 1978 г.

УДК 532.29:532.28

ДВИЖЕНИЕ ПУЛЬСИРУЮЩЕГО ПУЗЫРЬКА ВБЛИЗИ ПЛОСКОЙ ГРАНИЦЫ МЕЖДУ ИДЕАЛЬНОЙ НЕСЖИМАЕМОЙ И ВЯЗКОЙ НЕСЖИМАЕМОЙ ЖИДКОСТЯМИ

Т. Х. Седельников

Рассмотрим малые пульсации воздушного пузырька в идеальной несжимаемой жидкости вблизи плоской границы с несжимаемой вязкой жидкостью (фигура). В идеальной жидкости потенциал φ подчиняется уравнению Лапласа. На границе с вязкой жидкостью должны быть равны нормальные компоненты скорости $\vartheta_z^{(1)} = \vartheta_z^{(2)}$ и напряжения вдоль оси z:

$$-p_0+\rho_1\frac{\partial\varphi}{\partial t}-\alpha\left(\frac{\partial^2\zeta}{\partial x^2}+\frac{\partial^2\zeta}{\partial y^2}\right)=\sigma_{zz}^{(2)}.$$

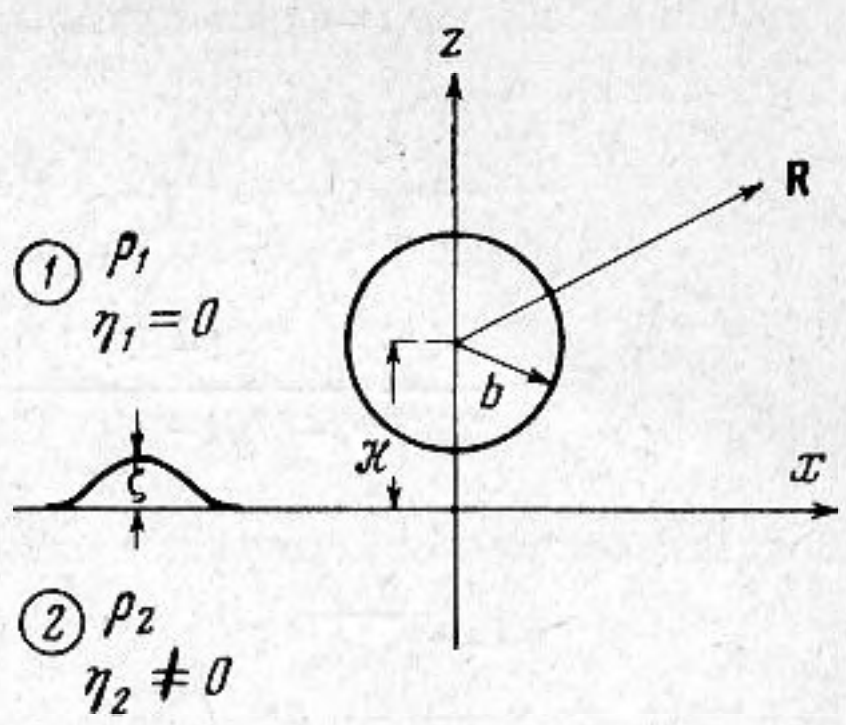
Воспользуемся преобразованием Ханкеля, учитывая осевую симметрию:

$$\varphi(r,z)=\int_0^\infty \xi\Phi(\xi,z)J_0(\xi r)\,d\xi;\qquad \Phi(\xi,z)=\int_0^\infty r\varphi(r,z)J_0(\xi r)\,dr,$$

где r – расстояние от оси z. Уравнения и граничные условия примут вид

$$\Phi''-\xi^2\Phi=0, \quad \Phi^{(1)}=V_z^{(2)} \text{ при } z=0;$$

$$-p_0-i\omega\rho_1\Phi-\frac{\alpha\xi^2}{i\omega}\Phi'=\Sigma_{zz}^{(2)} \text{ при } z=0,$$



штрих означает дифференцирование по z. Потенциал φ складывается из потенциала общего движения вязкой среды

$$\Phi_1(\xi, z)=A(\xi)\exp(-\xi z),$$

потенциала, вызываемого пульсацией пузырька

$$\varphi_2(r, z)=-q/R,$$
$$\Phi_2(\xi, z)=-q/\xi\cdot\exp(-\xi|z-\mathscr{H}|),$$

и потенциала от проскальзывания пузырька относительно жидкости со скоростью $\mathbf{U}$:

$$\varphi_3(r, z)=-\mathbf{U}\mathbf{R}b^3/R^3; \quad \Phi_3(\xi, z)=-\frac{b^3U}{2}\exp(-\xi|z-\mathscr{H}|).$$

Скорость и давление на границе будут

$$V_z^{(1)}(\xi, 0)=-\xi A-(q+b^3U\xi/2)\exp(-\xi\mathscr{H}),$$

$$-\mathscr{P}(\xi, 0)=-p_0-i\omega\rho_1\left(1+\frac{\alpha\xi^3}{\rho_2\omega^2}\right)A+$$

$$+\frac{i\omega\rho_1}{\xi}\left(1-\frac{\alpha\xi^3}{\rho_1\omega^2}\right)(q+b^3U\xi/2)\exp(-\xi\mathscr{H}).$$

В вязкой среде введем квазипотенциал f

$$\mathfrak{V}=\mathrm{rotrot}\,\mathbf{n}f(\mathbf{R}),$$

где $\mathbf{n}$ – единичный вектор вдоль оси z. Для f имеют место уравнения

$$\Delta(\Delta+i\omega/\nu)f=0, \quad \left(\frac{d^2}{dz^2}-\xi^2\right)\left(\frac{d^2}{dz^2}-\xi^2+i\omega/\nu\right)\mathscr{F}=0, \quad \nu=\eta_2/\rho_2.$$

Убывающее при $z\to-\infty$ решение имеет вид

$$\mathscr{F}(\xi, z)=B(\xi)\exp(\xi z)+C(\xi)\exp(z\sqrt{\xi^2-i\omega/\nu}).$$

Условие отсутствия касательных напряжений на границе

$$\mathscr{F}''-\xi^2\mathscr{F}=0$$

позволяет выразить B через C: $B=-C(1-i\omega/2\nu\xi^2)$. Нормальные напряжения и скорости на границе будут

$$\Sigma_{zz}^{(2)}=-p_0-\mathscr{P}^{(2)}+2\eta_2\frac{\partial V_z}{\partial z}=-p_0-\eta_2[\mathscr{F}'''-(3\xi^2-i\omega/\nu)\mathscr{F}'],$$

$$V_z^{(2)}=\frac{i\omega}{2\nu}C.$$

Граничные условия дают два уравнения, из которых находим A:

$$A(\xi)=\frac{\theta-1}{\xi}(q+b^3U\xi/2)\exp(-\xi\mathscr{H}); \quad \theta=\frac{2\lambda}{\Gamma+\lambda}; \quad \lambda=\frac{\rho_1}{\rho_2},$$

$$\Gamma(\xi)=\frac{\alpha\xi^3}{\rho_2\omega^2}-[(2\xi^2-i\omega/\nu)^2-4\xi^3\sqrt{\xi^2-i\omega/\nu}]\nu^2/\omega^2.$$

Определяем теперь скорость пузырька U:

$$U \simeq 2\vartheta_z^{(1)}(0, \mathscr{H}) = -2\int_0^\infty \xi^2 A(\xi)\exp(-\xi\mathscr{H})\,d\xi; \quad U=\beta q;$$

$$\beta = \frac{1}{2\mathscr{H}^2}\,\frac{1-\mathscr{L}_1}{1-b^3(1-\mathscr{L}_2)/4\mathscr{H}^3}; \quad \mathscr{L}_l = 4\mathscr{H}^{l+1}\int_0^\infty \xi^l(\theta)(\xi)\exp(-\xi\mathscr{H})\,d\xi, \; l=1;\,2.$$

Средняя сила Q, действующая на пузырек, согласно работе [1], будет равна

$$Q = -\pi\rho_1\overline{|q|^2}\cdot\mathrm{Re}\,\beta.$$

При $\mathrm{Re}\,\beta=0$ пузырек совершает колебания относительно «стационарного уровня». Вводя обозначения

$$\mathscr{L}_1 = \mathrm{Re}\,\mathscr{L}_1 + i\,\mathrm{Im}\,\mathscr{L}_1; \quad \mathscr{L}_2 = \mathrm{Re}\,\mathscr{L}_2 + i\,\mathrm{Im}\,\mathscr{L}_2,$$

напишем условие «стационарного уровня»

$$4\mathscr{H}^3/b^3 = 1 - \mathrm{Re}\,\mathscr{L}_2 + \mathrm{Im}\,\mathscr{L}_1\,\mathrm{Im}\,\mathscr{L}_2/(1-\mathrm{Re}\,\mathscr{L}_1).$$

При малой вязкости и малом поверхностном натяжении

$$\mathrm{Re}\,\mathscr{L}_1 \cong \frac{2\lambda}{1+\lambda} - 6\mathscr{D}; \quad \mathrm{Re}\,\mathscr{L}_2 \cong \frac{2\lambda}{1+\lambda} - 15\mathscr{D}; \quad \mathrm{Im}\,\mathscr{L}_1 \cong -12\mathscr{E};$$

$$\mathrm{Im}\,\mathscr{L}_2 \cong -24\mathscr{E}; \quad 4\mathscr{H}^3/b^3 \cong \frac{1-\lambda}{1+\lambda} + 288\mathscr{E}^2\left(\frac{1-\lambda}{1+\lambda} + 6\mathscr{D}\right)^{-1} + 15\mathscr{D}.$$

Оценим величины при $\mathscr{H} \sim 1$ *мм*, $\omega \sim 10^5$ *гц* для воды:

$$\mathscr{D} = \frac{\varkappa\lambda}{(1+\lambda)^2\rho_2\omega^2\mathscr{H}^3} \sim 10^{-5}. \quad \mathscr{E} = \frac{\nu\lambda}{(1+\lambda)^2\omega\mathscr{H}^2} \sim 10^{-5}.$$

Мы видим, что поскольку $\mathscr{H} > b$, стационарный уровень возможен при $\rho_1 > \rho_2$. Этот уровень смещается по мере изменения среднего размера пузырька. В остальных случаях пузырек либо притягивается к поверхности, либо отталкивается от нее.

Автор признателен М. А. Исаковичу за плодотворную дискуссию по работе.

ЛИТЕРАТУРА

1. *Blake F. G.* Bjerkness forees in stationary sound fields. J. Acoust. Soc. America, 1949, *21*, 5, 551.

Московский институт управления
им. С. Орджоникидзе

Поступила
29 ноября 1977 г.
После доработки
29 мая 1978 г.

УДК 534.8

СТРУКТУРНАЯ АКУСТИЧЕСКАЯ РЕЛАКСАЦИЯ В СТЕКЛООБРАЗНЫХ ПОЛИМЕРАХ

В. И. Участкин

Акустическая релаксация структурного типа в полимерах, находящихся в стеклообразном состоянии, по-видимому, аналогична образованию и распаду димеров в жидкостях [1] и имеет место при релаксации водородных связей между водой и гидроксильными (OH), амидными (NH–CO), карбонатными (O–CO–O), карбонильными (CO), карбоксильными (CO–OH) и сложноэфирными ($-CH_2-CO-O-$) группами. На инфразвуковых частотах и в звуковом диапазоне такие релаксационные переходы наблюдаются при низких температурах (0–100° C) [2]. Эти данные хорошо коррелируют с диэлектрическими исследованиями [3]. Заметим, что фундаментальная роль водородных связей в структуре биополимеров хорошо известна.