

КРАТКИЕ СООБЩЕНИЕ

УДК 534.22

ПРИНУДИТЕЛЬНАЯ КОНВЕКЦИЯ В ЖИДКОСТЯХ, ОБУСЛОВЛЕННАЯ ДАВЛЕНИЕМ ВТОРОГО ПРИБЛИЖЕНИЯ АКУСТИЧЕСКОЙ ВОЛНЫ

Акопян Р. С., Алавердян Р. Б., Чилингарян Ю. С.

Гидродинамические движения, возникающие в жидкости под действием давления второго приближения акустической волны, хорошо известны (см., например, [1]). Импульс волны, передаваемый за счет поглощения звука в среде, идет на образование течения. Однако форма этих течений не управляема внешними параметрами возбуждения.

В настоящей работе теоретически и экспериментально показано, что при интерференции двух плоских акустических волн в тонком горизонтальном слое жидкости можно создать пространственно-периодическое распределение давления второго приближения. Под действием давления второго приближения с периодической структурой в жидкости возникают конвективные движения. Оценки показывают, что такое явление позволит визуализировать акустические волны милливаттной мощности.

Рассмотрим горизонтальный слой жидкости толщиной L с жесткими границами. Пусть на слой вдоль оси z , направленной вертикально вверх, падают две плоские акустические волны, образуя интерференционную картину интенсивности. Поглощение волн жидкостью приводит к пространственно-периодическому распределению гидродинамической силы второго приближения акустической волны, действующей на единицу объема жидкости:

$$F = \frac{2I_0\alpha}{c} e^{-\alpha z} (1 + \cos kx) e_z.$$

Здесь I_0 — интенсивность падающих волн, e_z — единичный вектор в направлении оси z , c — скорость распространения акустической волны в среде, k — волновой вектор интерференционной картины, $k=2\pi\beta/\lambda$, β — угол между волнами, λ — длина волны, α — коэффициент поглощения жидкости по энергии.

Гидродинамические уравнения Навье-Стокса и сжимаемости можно записать в виде

$$-\text{grad } p + \eta \nabla^2 \mathbf{v} + F = 0, \quad \text{div } \mathbf{v} = 0. \quad (1)$$

Здесь \mathbf{v} — гидродинамическая скорость, p — давление, η — вязкость. Поскольку рассматривается задача, однородная по y -координате, то имеем $\partial/\partial y = 0$, $v_y = 0$. Граничные условия для жестких границ $z=0$ и $z=L$ есть $\mathbf{v}(z=0) = \mathbf{v}(z=L) = 0$. Таким образом, имеем замкнутую систему уравнений для определения \mathbf{v} и p . Решение системы имеет вид

$$v_x = V_x \sin kx, \quad v_z = V_z \cos kx, \quad p = p_1 \cos kx - \frac{I_0}{c} e^{-\alpha z}. \quad (2)$$

Из (1), (2) найдем амплитуды для x - и z -компонент скорости:

$$\frac{D}{A} V_z(z) = \left(b_+ + c_+ \frac{z}{L} \right) e^{kz} + \left(b_- + c_- \frac{z}{L} \right) e^{-kz} + D e^{-\alpha z},$$

$$A = 2I_0\alpha/c\eta k^2,$$

$$D = 2[\text{Ch } 2a - 1 - 2a^2], \quad a = kL, \quad \chi = \alpha L,$$

$$b_{\pm} = 1 \pm 2a + 2a^2 \mp 2a\chi - (1 \pm a + \chi) e^{\pm a - \chi} - e^{\mp 2a} + (1 \mp a + \chi) e^{\mp a - \chi},$$

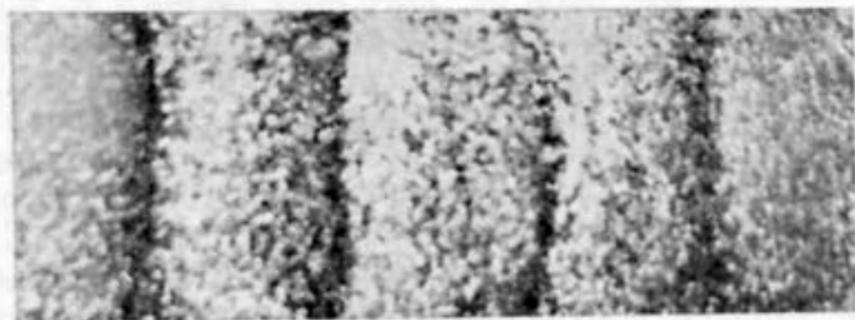
$$c_{\pm} = \mp a - \chi - 2a^2 \pm 2a\chi + (\chi \pm a) e^{\pm a - \chi} + (\chi \pm a) e^{\mp 2a} + (\mp a - \chi + 2a^2 \mp 2a\chi) e^{\mp a - \chi},$$

$$V_x = - \frac{1}{k} \frac{dV_z}{dz}. \quad (3)$$

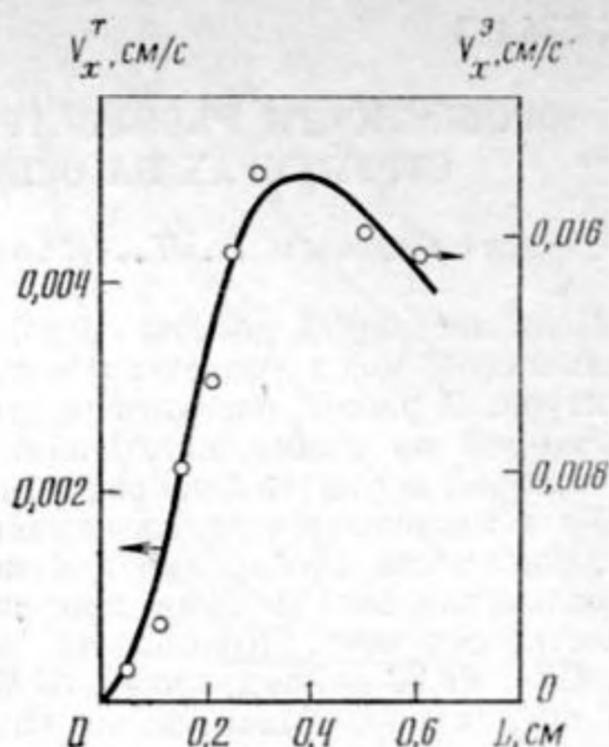
В эксперименте по исследованию возбуждения конвективных движений в жидкостях использовалось диффузионное масло с плотностью $\rho \approx 1$ г/см³, с коэффициентом вязкости $\eta = 4,2$ пз и коэффициентом поглощения $\alpha = 2$ см⁻¹. Источниками аку-

Фиг. 1. Конвективные движения жидкости визуализировались добавлением в нее алюминиевого порошка

Фиг. 2. Теоретическая и экспериментальная зависимости скорости гидродинамических движений в диффузионном масле при $z=0,8L$, $I_0=100$ мВт/см². Сплошная линия — теоретический расчет скорости V_x^T , точки — экспериментальные значения $V_x^Э$



Фиг. 1



Фиг. 2

стических волн частотой 2,6 МГц служили керамические излучатели. Угол между пучками составлял $\beta \approx 0,16$ рад, поэтому период интерференционной картины на поверхности воды, в которую были погружены излучатели, получился равным $\Lambda \approx 0,4$ см ($k \approx 17$ см⁻¹). На поверхности воды была установлена ячейка с диффузионным маслом. Для уменьшения отражения звука от верхней границы слоя толщина верхней стенки ячейки бралась $\sim 0,02$ см. Сверху ячейка была покрыта диффузионным маслом толщиной ~ 2 см.

При интенсивности $I_0 \approx 1$ мВт/см² акустических волн под действием давления второго приближения в жидкости возникали периодические структуры конвективных движений, время установления которых $\tau_{уст} = \rho / (\eta k^2) \sim 10^{-3}$ с. Визуализация течений осуществлялась с помощью алюминиевого порошка. В участках, где интенсивность акустической волны больше, жидкость поднимается, часть порошка прилипает к верхней стенке кюветы и поэтому происходит накопление частиц порошка. Там, где интенсивность волны имеет минимум, плотность частиц меньше. Следовательно, плотность порошка у верхней границы ячейки прямо пропорциональна интенсивности акустической волны. Таким образом, можно осуществлять визуализацию акустических полей (см. фиг. 1).

На фиг. 2 приведена зависимость скорости конвективных движений V_x при $z=0,8L$ от толщины ячейки. Скорость частиц алюминиевого порошка, а следовательно, и скорость конвективных движений измерялись с помощью микроскопа МБС-2. Исследования проводились при мощностях акустических волн $I_0 \approx 100$ мВт/см². Хотя качественное согласие между теорией и экспериментом имеется, однако экспериментальная кривая примерно в 4 раза выше теоретической. Это количественное несогласие прямым образом может быть связано с уменьшением вязкости масла из-за нагревания при поглощении акустической волны.

Недавно в работе [3] была предсказана возможность возбуждения в жидкости конвективных движений при поглощении световых или акустических волн с пространственно-периодической структурой распределения интенсивности. Сделаем оценки для этого механизма при $L=0,4$ см, $I_0=10$ мВт/см² на примере диффузионного масла, для которого коэффициент объемного расширения $\sim 10^{-3}$ град⁻¹, теплоемкость $c_p=2$ Дж·г⁻¹ град⁻¹, температуропроводность $\chi \approx 10^{-3}$ см²/с. Тогда механизм, предсказанный в [3], дает значение скорости гидродинамических движений $v \sim 10^{-5}$ см/с. Из формулы (3) получаем $V_x^T(z=0,8 \cdot L) \approx 4,5 \cdot 10^{-4}$ см/с, а эксперимент дает $V_x^Э = 2 \cdot 10^{-3}$ см/с. Из приведенных оценок видно, что механизм, обсужденный в работе [3], приводит к значениям скоростей примерно на два порядка меньшим, чем обсуждаемый в настоящей работе.

Поскольку скорость конвективных движений обратно пропорциональна вязкости жидкости, то в жидкостях с меньшей вязкостью можно получить конвективные движения при более низких уровнях мощности, чем приведенные выше. Например, в нематическом жидком кристалле МББА ($\eta \approx 0,5$ пуаз) наблюдались регулярные конвективные движения примерно на порядок более сильные, а в эфире ($\eta \sim 10^{-3}$ пз) на три порядка. Таким образом, с помощью эфира можно визуализировать акустические волны микроваттной мощности.

Авторы выражают благодарность Ф. В. Бункину и Д. В. Власову за ценные обсуждения.

ЛИТЕРАТУРА

1. Зарембо Л. К., Красильников В. А. Введение в нелинейную акустику. М.: Наука, 1966. 520 с.
2. Гершуни Г. З., Жуховицкий Е. М. Конвективная устойчивость несжимаемой жидкости. М. Наука, 1972. 392 с.
3. Акопян Р. С., Зельдович Б. Я. Естественная конвекция в жидкостях, обусловленная поглощением лазерного излучения // ПММ. 1985. Т. 49. № 4. С. 685–688.

Ереванский государственный университет

Поступило в редакцию 16.X.1986