

УДК 532.516

ВОЗБУЖДЕНИЕ РЕГУЛЯРНЫХ КОНВЕКТИВНЫХ ДВИЖЕНИЙ В ЖИДКОСТЯХ И В ЖИДКИХ КРИСТАЛЛАХ АКУСТИЧЕСКОЙ ВОЛНОЙ

А.К. МИНАСЯН, М.Р. АКОПЯН, Р.С. АКОПЯН

Ереванский государственный университет, Армения

(Поступила в редакцию 20 апреля 2010 г.)

Теоретически и экспериментально рассмотрена возможность возбуждения стационарных конвективных движений в изотропной и анизотропной жидкостях под действием силы радиационного давления акустической волны с пространственно-периодическим поперечным распределением интенсивности. Изучены ячейки как с двумя жесткими границами, так и с одной свободной поверхностью. В случае анизотропной жидкости потоки приводят к переориентации директора жидкого кристалла. В результате получается его периодическое распределение в поперечной плоскости. Эффект позволяет визуализировать акустические поля микроваттной мощности.

1. Введение

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 настоящее время существует несколько теоретических моделей физического механизма взаимодействия акустических волн с изотропными жидкостями или нематическими жидкими кристаллами (НЖК). Среди них наиболее близкими к экспериментальным ситуациям являются модели, рассмотренные в работах [2, 3]. В работе [2] предполагается, что единичный вектор в направлении преимущественной ориентации молекул НЖК (директор) переориентируется гидродинамическими течениями, возникающими под действием радиационного давления ультразвуковой волны. Как было показано в работе [4], механизм, предложенный в [2], хорошо согласуется с экспериментальными результатами, однако нужно обеспечить отсутствие взаимодействия ультразвуковой волны с подложками ячейки с НЖК.

Механизм, предложенный в [3], состоит в следующем. Звуковая волна возбуждает колебательное движение границ ячейки. Последнее приводит к продольным колебаниям частиц жидкости. Средние по времени силы, пропорциональные произведению скоростей продольных колебаний и скорости

сжатия, вызывают стационарное течение жидкости, градиенты скорости которого по толщине слоя приводят к повороту молекул НЖК.

В настоящей работе показана возможность принудительного создания регулярных конвективных гидродинамических движений в изотропной жидкости или НЖК под действием радиационного давления акустической волны с периодическим поперечным распределением интенсивности. Механизм возбуждения состоит в следующем. Две интерферирующие звуковые волны частично поглощаются жидкостью или жидким кристаллом. Поглощение акустической волны с пространственно-периодическим распределением интенсивности приводит к такому же поперечному распределению радиационного давления, действующего на частицы жидкости или НЖК. Эти силы вызывают стационарные конвективные движения жидкости. А в случае НЖК градиенты скорости гидродинамических движений приводят к повороту молекул. В отсутствие акустических волн НЖК, помещенный между скрещенными поляризаторами, непрозрачен для световой волны, нормально падающей на слой. При переориентации директора НЖК в слое возникают обыкновенная и необыкновенная световые волны и, как следствие этого, поле зрения периодически по пространству просветляется.

2. Изотропная жидкость

Рассмотрим горизонтальный слой жидкости толщиной L . Пусть нижняя граница будет жесткой, а верхняя граница может быть жесткой или свободной. Пусть на слой вдоль оси z , направленной вертикально вверх, падают две плоские акустические волны, образуя интерференционную картину интенсивности. Поглощение волны жидкостью приводит к пространственно-периодическому распределению гидродинамической силы второго приближения акустической волны, действующей на единицу объема жидкости:

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

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

Стационарные гидродинамические уравнения Навье–Стокса и сжимаемости можно записать в виде

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

где \mathbf{v} – гидродинамическая скорость, p – давление, η – вязкость жидкости. Поскольку мы рассматриваем задачу, однородную по y -координате, то имеем $\partial/\partial y = 0$, $v_y = 0$.

Граничное условие для жесткой границы есть $\mathbf{v}=0$, а для свободной границы $z=L$ имеем

$$\sigma_{xz} = \eta \left(\frac{\partial v_x}{\partial z} + \frac{\partial v_z}{\partial x} \right) = 0, \quad \sigma_{zz} = -p + 2\eta \frac{\partial v_z}{\partial z} = -|P(z=L)|. \quad (3)$$

Здесь $\sigma_{ik} = -p\delta_{ik} + \eta(\partial V_i/\partial x_k + \partial V_k/\partial x_i)$ есть тензор вязких напряжений, а $P|(z=L)| = (2I_0/c)e^{-\alpha z}(1 + \cos kx)$ – сила, действующая на единицу площади поверхности со стороны акустической волны. Таким образом, имеем замкнутую систему уравнений для определения \mathbf{v} и p . Решение системы имеет вид

$$v_x = V_x \sin kx, \quad v_z = V_z \cos kx, \quad p = p_1 \cos kx - \frac{2I_0}{c} e^{-\alpha z}. \quad (4)$$

Из формул (2)–(4) найдем амплитуды x - и z -компонент скорости в случае двух жестких границ:

$$\begin{aligned} \frac{D}{A} V_z(z) &= \left(b_+ + c_+ \frac{z}{L} \right) e^{kz} + \left(b_- + c_- \frac{z}{L} \right) e^{-kz} + D e^{-\alpha z}, \\ A &= 2I_0 \alpha / c \eta k^2 (\alpha^2/k^2 - 1)^2, \\ D &= 2 [\operatorname{ch} 2a - 1 - 2a^2], \quad a = kL, \quad \chi = \alpha L, \\ b_{\pm} &= 1 \pm 2a + 2a^2 \mp 2a\chi - (1 \pm a + \chi) e^{\pm a - \chi} - e^{\mp 2a} + (1 \mp a + \chi) e^{\mp a - \chi}, \\ c_{\pm} &= \mp a - \chi - 2a^2 \pm 2a\chi + (\chi \pm a) e^{\pm a - \chi} + (\chi \pm a) e^{\mp 2a} + (\mp a - \chi + 2a^2 \mp 2a\chi). \end{aligned} \quad (5)$$

В случае двух жестких границ зависимость максимума по z от L для z -компоненты скорости V_z приведена на рис.1. Как видно, при $a = kL = 8$ скорость насыщается, т.е. существует оптимальная толщина. Примерно такая же кривая получается для зависимости максимума по z от L для x -компоненты скорости V_x . Только насыщение в два раза ниже и начинается при $a = kL = 6$.

В случае свободной границы при $z=L$ имеем

$$\begin{aligned}
\frac{D}{A}V_z(z) &= \left(b_+ + c_+ \frac{z}{L}\right)e^{kz} + \left(b_- + c_- \frac{z}{L}\right)e^{-kz} + De^{-\alpha z}, \\
A &= 2I_0\alpha / c\eta k^2 (\alpha^2/k^2 - 1)^2, \\
D &= 2[\operatorname{ch}2a + 1 + 2a^2], \quad a = kL, \quad \chi = \alpha L, \\
b_{\pm} &= -1 \mp 2a - 2a^2 \pm 2a\chi + \frac{(\chi^2 + a^2)(\pm 1 + a \pm \chi)}{2a\chi} e^{\pm a - \chi} - \\
&\quad - e^{\mp 2a} - \frac{(\chi^2 + a^2)(a \mp \chi \mp 1)}{2a\chi} e^{\mp a - \chi}, \\
c_{\pm} &= \pm a + \chi + 2a^2 \mp 2a\chi - \frac{(\chi^2 + a^2)(a \pm \chi)}{2a\chi} e^{\pm a - \chi} + \\
&\quad + (\chi \pm a) e^{\mp 2a} - \frac{(\chi^2 + a^2)(\mp 2a^2 + a + 2a\chi \pm \chi)}{2a\chi} e^{\mp a - \chi}.
\end{aligned} \tag{6}$$

Экспериментально проще измерять x -компоненту скорости, которую находим из условия несжимаемости ($\operatorname{div} v = 0$):

$$V_x = -\frac{1}{k} \frac{dV_z}{dz}. \tag{7}$$

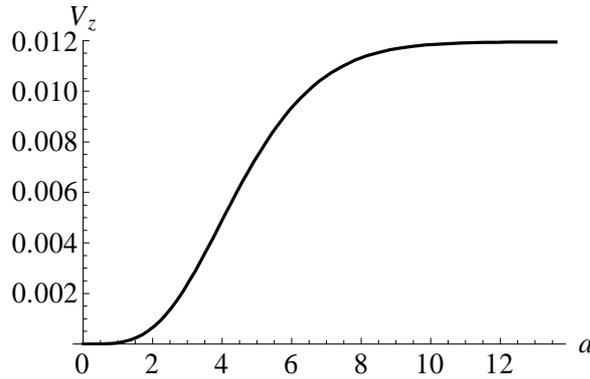


Рис.1. Зависимость максимума z -компоненты скорости V_z по z от L ($a = kL$) в случае двух жестких границ.

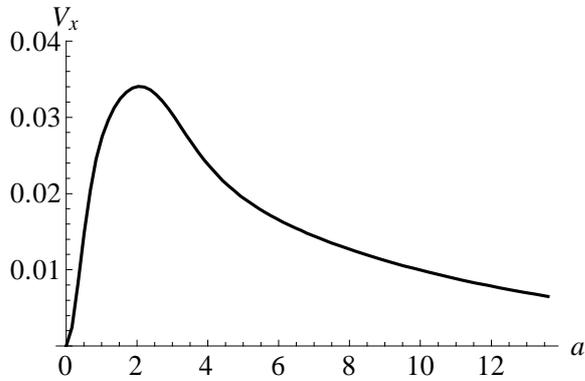


Рис.2. Зависимость максимума x -компоненты скорости V_x по z от L ($a = kL$) в случае свободной поверхности.

Зависимость максимума по z от L для x -компоненты скорости V_x в случае свободной поверхности приведена на рис. 2. Как видно, при $a = kL = 2$ скорость имеет максимум, т.е. существует оптимальная толщина. Однако в случае свободной поверхности при больших толщинах скорость резко падает. Таким образом, в этом случае имеет место резонансное возбуждение конвективных движений. Примерно такое же поведение наблюдаем для зависимости максимума по z от L для z -компоненты скорости V_z . Только максимум в два раза ниже и получается при $a = kL = 2.5$.

Графики приведены при $k = 1.7 \text{ см}^{-1}$, коэффициент поглощения $\alpha = 2 \text{ см}^{-1}$, коэффициент вязкости $\eta = 4.2 \text{ П}$, $I_0 = 100 \text{ мВт/см}^2$, $c = 153700 \text{ см/с}$.

3. Возбуждение конвективных движений в НЖК

Рассмотрим теперь планарно-ориентированный $\mathbf{n}_0 = \mathbf{e}_x$ слой НЖК толщиной L . Пусть ось z направлена по нормали к слою. Начало координат выберем на нижней границе ячейки с НЖК. На слой падают две плоские акустические волны, образуя интерференционную картину интенсивности. Поглощение интенсивности звука жидкостью приводит к пространственно-периодическому распределению силы (1), действующей на единицу объема НЖК в плоскости слоя. В формуле (1) поглощение считаем слабым: $\alpha L \ll 1$. Под действием этой силы в среде возникают конвективные потоки, аналогичные акустическим ветрам, возникающим на свободной поверхности обычной жидкости.

Понятно, что в рассматриваемой геометрии можно считать $\partial/\partial y = 0$ и $v_y = 0$ (v_y – y -компонента скорости жидких частиц). Тогда линейризованная система стационарных уравнений для скорости \mathbf{v} , получаемая из уравнений Навье–Стокса добавлением в правую часть силы (1), имеет вид

$$\begin{aligned} \eta_1 \Delta v_x + (\alpha_1 + \alpha_5) \frac{\partial^2 v_x}{\partial x^2} - \frac{\partial p}{\partial x} &= 0, \\ \eta_2 \Delta v_z - \alpha_5 \frac{\partial^2 v_z}{\partial z^2} - \frac{\partial p}{\partial z} &= -F, \end{aligned} \quad (8)$$

где η_1 и η_2 – коэффициенты вязкости Мессовича, α_i – коэффициенты Лесли, p – давление жидкости. Для конвективных потоков имеет место уравнение несжимаемости $\partial v_x / \partial x + \partial v_z / \partial z = 0$. Градиенты конвективных течений возбуждают переориентацию ϕ директора НЖК от его невозмущенного

состояния $\varphi_0 = 0$. Считая переориентацию малой, линеаризованное стационарное уравнение для φ запишем в виде

$$K_3 \frac{\partial^2 \varphi}{\partial x^2} + K_1 \frac{\partial^2 \varphi}{\partial z^2} - \alpha_3 \frac{\partial v_x}{\partial z} - \alpha_2 \frac{\partial v_z}{\partial x} = 0. \quad (9)$$

Здесь K_1 и K_3 – коэффициенты упругости Франка для НЖК.

Нужно решать линеаризованную систему уравнений (8) и (9) совместно с уравнением несжимаемости и граничными условиями для \mathbf{v} и φ : $\mathbf{v}(z=0, L) = 0$, $\varphi(z=0, L) = 0$. Решение будем искать в виде

$$\begin{aligned} v_x &= V_x(z) \sin kx, \quad v_z = V_z(z) \cos kx, \\ p &= p_1 \cos kx + (2I_0/c)\alpha z, \quad \varphi = \Phi(z) \sin kx. \end{aligned} \quad (10)$$

Тогда получаем следующую систему уравнений для определения $V_x(z)$, $V_z(z)$ и $\Phi(z)$:

$$d^2 V_z / dz^4 - b_1 k^2 d^2 V_z / dz^2 + b_2 k^4 V_z = b_2 k^4 W, \quad (11a)$$

$$V_x = -(1/k) dV_z / dz, \quad (11б)$$

$$d^2 \Phi / dz^2 - (K_3 / K_1) k^2 \Phi + (\alpha_3 / K_1 k) (d^2 V_z / dz^2) + (\alpha_2 k / K_1) V_z = 0. \quad (11в)$$

Здесь введены обозначения $b_1 = (\eta_2 + \alpha_1 + \eta_1) / \eta_1$, $b_2 = \eta_2 / \eta_1$, $W = 2\alpha I_0 / \eta_1 b_2 c k^2$. Решение этой системы с учетом вышеуказанных граничных условий можно записать в виде

$$V_z(z) = W \left(1 + c_1 E_1 + \frac{c_2}{E_1} + c_3 E_2 + \frac{c_4}{E_2} \right), \quad (12a)$$

$$\begin{aligned} \Phi(z) &= \frac{\alpha_3}{K_1 k} W \left[h_1 E_3 + h_2 / E_3 + B_4^2 / B_3^2 + (B_4^2 + B_1^2) (c_1 E_1 + c_2 / E_1) / (B_3^2 - B_1^2) + \right. \\ &\left. + (B_4^2 + B_2^2) (c_3 E_2 + c_4 / E_2) / (B_3^2 - B_2^2) \right], \end{aligned} \quad (12б)$$

где $E_i = \exp(B_i k z)$, а численные коэффициенты c_i , h_j , B_i ($i=1 \div 4$, $j=1, 2$) приведены в приложении.

Численные исследования проведем на примере НЖК МББА. Из симметрии задачи следует, что функции $V_z(z)$ и $\Phi(z)$ симметричны относительно центра слоя $z = L/2$, а функция V_x антисимметрична. Поэтому при $z = L/2$ $V_z(z)$ и $\Phi(z)$ достигают максимального значения, а $V_x(z = L/2) = 0$. Аргумент z_1 , при котором амплитуда x -компоненты скорости принимает максимальное значение, сильно падает с увеличением kL (см. рис.3). Указанные максимумы сильно зависят от k , L и αL . Зависимости этих максимумов от k при фиксированных L и αL показаны на рис. 4а; 5а; 6а. Они достигают своего наибольшего значения по k :

$$V_z^{\max} \left(z = \frac{L}{2} \right) \approx 0,03W(kL)^2 \propto L(\alpha L) \quad \text{при } kL \approx 3,2,$$

$$V_x^{\max} (z = z_1) \approx 0,04W(kL) \propto L(\alpha L) \quad \text{при } kL \approx 2,$$

$$\Phi^{\max} (z = L/2) \approx 0.29W\alpha_3 k^3 L^3 / k_1 \propto L^2(\alpha L) \quad \text{при } kL \approx 3,2.$$

Графики нормированы относительно их максимальных значений.

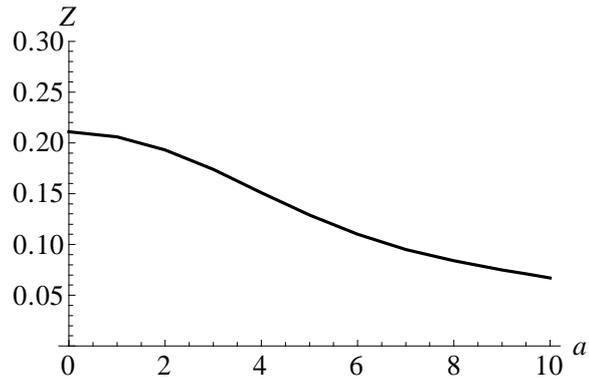


Рис.3. Аргумент $Z = z_1/L$, при котором x -компонента скорости достигает своего максимального значения по z в зависимости от $a = kL$.

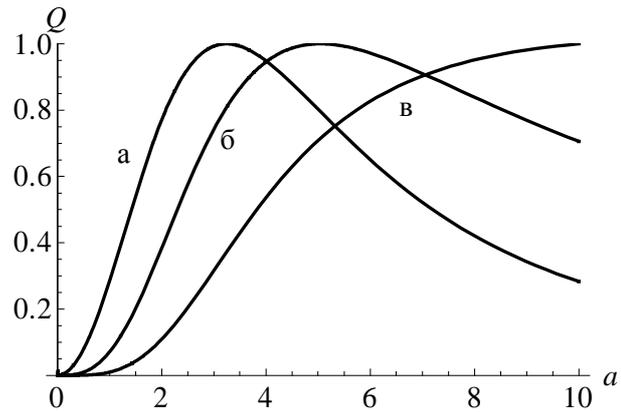


Рис.4. Функциональные зависимости $Q = V_z(z = L/2)$ от $a = kL$ при фиксированных L и αL (а), k и αL (б), k и α (в).

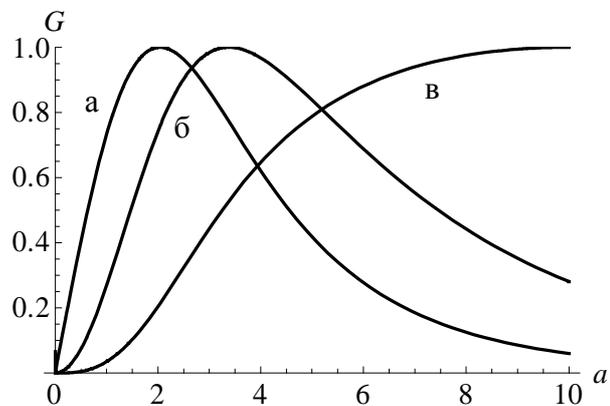


Рис.5. Зависимости максимума x -компоненты скорости $G = V_x(z_1)$ по Z от $a = kL$ при фиксированных L и αL (а), k и αL (б), k и α (в).

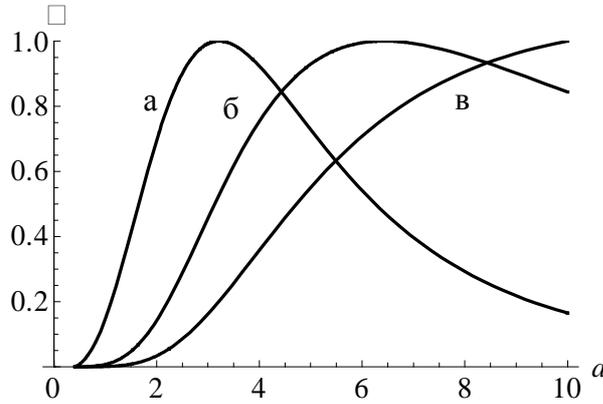


Рис.6. Функциональные зависимости угла переориентации директора в центре ячейки с НЖК $\Psi = \Phi(z = L/2)$ от $a = kL$ при фиксированных L и αL (а), k и αL (б), k и α (в).

Зависимости $V_z(z = L/2)$, $V_x(z = z_1)$, $\Phi(z = L/2)$ от L при фиксированных k и αL показаны на рис.4б; 5б; 6б. Эти функции от L достигают максимального значения по L :

$$V_z^{\max}(z = L/2) \approx 0.13WkL \propto \alpha L/k \quad \text{при } kL \approx 5,$$

$$V_x^{\max}(z = z_1) \approx 0.1WkL \propto \alpha L/k \quad \text{при } kL \approx 3.4,$$

$$\Phi^{\max}(z = L/2) \approx 5.7\alpha_3 LW/k_1 \propto \alpha L/k^2 \quad \text{при } kL \approx 6.4.$$

Графики нормированы относительно их максимальных значений.

Для экспериментальных измерений более удобно фиксировать параметры k и α . Поэтому на рис.4в; 5в и 6в показаны зависимости функций $V_z(z = L/2)$, $V_x(z = z_1)$ и $\Phi(z = L/2)$ от L при фиксированных k и α . Функции нормированы относительно их значений при $kL = 10$: $V_z(z = L/2, kL = 10) \approx 0,97W$; $V_x(z = z_1, kL = 10) \approx 0,5W$; $\Phi(z = L/2, kL = 10) \approx 47,8\alpha_3 W/K_1 k$.

Сделаем некоторые численные оценки для НЖК МББА (параметры МББА см. в приложении). Коэффициент поглощения продольных звуковых волн $\alpha \approx 5 \text{ см}^{-1}$ для частоты 7 МГц в нематической фазе МББА при температуре, удаленной от точки просветления на 5К, сильно возрастает (примерно как $\alpha \propto \omega^2$) с увеличением частоты [5]. Поэтому для частоты 7 МГц и при $L = 10^{-2} \text{ см}$ имеем $\alpha L \approx 0.05$. Для оценок примем также $kL \approx 8$.

Для регистрации поворота директора по изменению интенсивности света, прошедшего через систему “скрещенные поляризаторы + ЖК”, достаточно получить дополнительный набег фазы волны $\delta\psi \approx \pi/2$. Величина $\delta\psi$ при повороте директора на угол $\Phi \ll 1$ примерно равна $\delta\psi \approx (L/\lambda)\epsilon_a\Phi$, где λ – длина волны света, ϵ_a – анизотропия диэлектрической проницаемости на световой частоте. Для МББА $\epsilon_a \approx 0.7$ и в видимом диапазоне длин волн ($\lambda \approx 0.5$ мкм) получим, что для регистрации акустической переориентации директора достаточен поворот директора на угол $\Phi \approx 10^{-2}$ рад. Для такой переориентации директора необходимы довольно умеренные интенсивности акустической волны $I_0 \approx 10^{-2}$ Вт/см².

Рассмотрим случай, когда одна из интерферирующих волн (опорная) является сильной, а другая (сигнальная) – слабой. Тогда распределение интенсивности будет иметь вид

$$I \approx I_0 + 2\sqrt{I_c I_0} \cos kx, \quad (13)$$

где I_0 , I_c – интенсивности опорной и сигнальной волн, соответственно, и учтено, что $I_c \ll I_0$. Из формулы (13) можно показать, что поворот директора на угол $\Phi \approx 10^{-2}$ рад, т.е. нелинейный набег фазы $\delta\psi \approx 1$ достигается при $\sqrt{I_c I_0} \approx 10^{-3}$ Вт/см². Тогда получим, что можно регистрировать звуковую волну с интенсивностью $I_c \approx 10^{-5}$ Вт/см², если интенсивность опорной волны принять равной 1 Вт/см². Отметим, что радиационное давление такой волны будет порядка 10^{-4} Па.

Существует и другой механизм возбуждения конвективных движений, обусловленный тепловыделением в среде из-за поглощения акустической волны (см. [6]). Однако этот механизм дает эффект, который примерно на три порядка слабее. Поэтому при возбуждении конвективных движений и, как следствие, переориентации директора, наиболее эффективным является рассмотренный в настоящей работе механизм радиационного давления.

4. Эксперимент и результаты

В эксперименте по исследованию возбуждения конвективных движений в жидкостях использовалось диффузионное масло с плотностью $\rho \approx 1$ г/см³, с коэффициентом вязкости $\eta = 4.2$ П и коэффициентом поглощения $\alpha = 2$ см⁻¹. Источниками акустических 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 ~ 0.02 см. Сверху ячейка была покрыта диффузионным маслом толщиной ~ 2 см.

В присутствии 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 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 волн.

На рис.7 приведена зависимость скорости конвективных движений V_x при $z = 0.8L$ от толщины ячейки. Скорость частиц алюминиевого порошка, а, следовательно, и скорость конвективных движений измерялась с помощью микроскопа МБС-2. Исследования проводились при мощности 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. Известно, что примерно во столько же раз уменьшается вязкость диффузионного масла при нагревании акустической волной.

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 ($\eta \approx 0.5$ П) наблюдались регулярные конвективные движения примерно на порядок более сильные, а в эфире ($\eta \sim 10^{-3}$ П) – на три порядка. Таким образом, с помощью эфира можно визуализировать акустические волны микроваттной мощности.

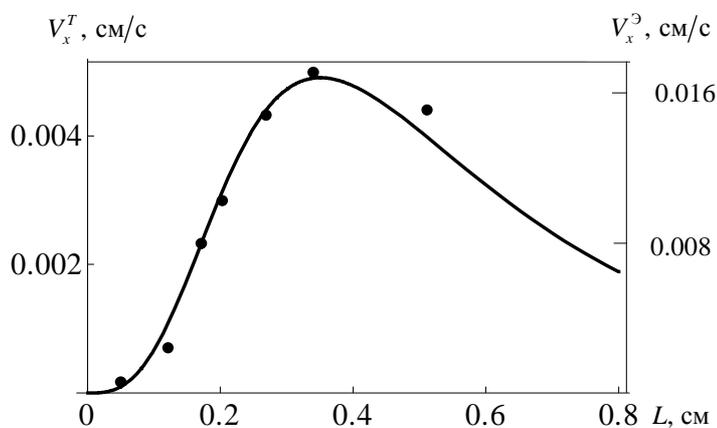


Рис. 7. Теоретическая и экспериментальная зависимости скорости гидродинамических движений в диффузионном масле при $z = 0.8L$, $I_0 = 100$ мВт/см. Сплошная линия – теоретический расчет скорости V_x^T , точки – экспериментальные значения $V_x^Э$.

Приложение

Приведем численные коэффициенты, входящие в формулы (12).

$$B_{1,2} = \frac{1}{\sqrt{2}} \sqrt{b_1 \pm \sqrt{b_1^2 - 4b_2}}, \quad B_3 = \sqrt{K_3/K_1}, \quad B_4 = \sqrt{\alpha_2/\alpha_3},$$

$$c_1 = -B_2 \left[2B_1(1+1/e_1) + (B_2 - B_1)(1/(e_1 e_2) + e_2) - (B_1 + B_2)(e_2/e_1 + 1/e_2) \right] /$$

$$\left[8B_1 B_2 + (B_1 - B_2)^2 (e_1 e_2 + 1/(e_1 e_2)) - (B_1 + B_2)^2 (e_1/e_2 + e_2/e_1) \right],$$

$$c_2 = c_1 e_1, \quad c_3 = B_1 (e_1 - 1) c_1 / (B_2 (1 - e_2)), \quad c_4 = e_2 c_3, \quad e_i = \exp(B_i kL),$$

$$h_1 = (-1 + 1/e_3) h / (e_3 - 1/e_3), \quad h_2 = h e_3,$$

$$h = B_4^2 / B_3^2 + (B_4^2 + B_1^2)(c_1 + c_2) / (B_3^2 - B_1^2) + (B_4^2 + B_2^2)(c_3 + c_4) / (B_3^2 - B_2^2).$$

Для численного расчета приведем значения параметров B_i для жидкого кристалла МББА [7]: $\eta_1 = 0.24$ П, $\eta_2 = 1.03$ П, $\alpha_1 = 0.065$ П, $\alpha_2 = -0.77$ П, $\alpha_3 = -0.012$ П, $\alpha_5 = 0.46$ П, $K_1 = 6 \times 10^7$ дин, $K_3 = 7.5 \times 10^{-7}$ дин. Следовательно, имеем $b_1 \approx 5.56$, $b_2 \approx 4.29$, $B_1 \approx 2.175$, $B_2 \approx 0.97$, $B_3 \approx 1.1$, $B_4 \approx 8$.

ЛИТЕРАТУРА

1. **Л.К.Зарембо, В.А.Красильников.** Введение в нелинейную акустику. М., Наука, 1966.
2. **S.Nagai, A.Peters, S.Candau.** Rev. Phys. Appl., **12**, 21 (1977).
3. **Е.Н.Кожевников.** ЖЭТФ, **82**, 161 (1982).
4. **М. Witkowska-Borysewicz, A.Sliwinski.** J. Physique, **44**, 411 (1983).
5. **А.П.Капустин, О.А.Капустина.** Акустика жидких кристаллов. М., Наука, 1986.
6. **Р.С.Акопян, Б.Я.Зельдович.** ПММ, **49**, 685 (1985).
7. **P.G.Gennes, J.Prost.** The Physics of Liquid Crystals. Oxford, Clarendon Press, 1994.

ՀԵՂՈՒԿՆԵՐՈՒՄ ԵՎ ՀԵՂՈՒԿ ԲՅՈՒՐԵՂՆԵՐՈՒՄ ԿԱՆՈՆԱՎՈՐ
ԿՈՆՎԵԿՏԻՎ ՇԱՐԺՈՒՄՆԵՐԻ ՄԱԿԱԾՈՒՄԸ ԱԿՈՒՍՏԻՎ ԱԼԻՔՈՎ

Ա.Կ. ՄԻՆԱՍՅԱՆ, Մ.Ռ. ՀԱԿՈԲՅԱՆ, Ռ.Ս. ՀԱԿՈԲՅԱՆ

Տեսականորեն և փորձնականորեն ուսումնասիրվում է իզոտրոպ և անիզոտրոպ հեղուկներում ստացիոնար կոնվեկտիվ շարժումների մակաձևան հնարավորությունը լայնական տարածապարբերական ինտենսիվության բաշխմամբ ակուստիկ ալիքների ռադիացիոն ճնշման ուժի ազդեցությամբ: Հետազոտված են ինչպես երկու կոշտ սահմաններով, այնպես էլ մեկ ազատ մակերևույթով բջիջներ: Անիզոտրոպ հեղուկների դեպքում հոսքերը հանգեցնում են հեղուկ բյուրեղի ուղղորդի վերակողմնորոշմանը: Արդյունքում ստացվում է ուղղորդի պարբերական բաշխում լայնական հարթությունում: Երևույթը թույլ է տալիս տեսանելի դարձնել միկրովատային հզորությամբ ակուստիկ դաշտերը:

EXCITATION OF REGULAR CONVECTIVE MOTIONS IN LIQUIDS AND LIQUID CRYSTALS BY AN ACOUSTIC WAVE

A.K. MINASYAN, M.R. HAKOBYAN, R.S. HAKOBYAN

A possibility of exciting steady convective motions in isotropic and anisotropic liquids under the action of a force produced by the radiation pressure of an acoustic wave with a spatially periodic transverse intensity distribution is considered theoretically and experimentally. Cells both with two rigid boundaries and with one free surface are studied. The fluxes lead to reorientation of the director of liquid crystal in the case of anisotropic liquid. As a result, it acquires a periodic distribution in the transverse plane. The phenomenon can be utilized for the imaging of acoustic fields with microwatt power.