

КРАТКИЕ СООБЩЕНИЯ

УДК 534.2

ОЦЕНКА ЭФФЕКТИВНОСТИ САМОВОЗДЕЙСТВИЯ УЛЬТРАЗВУКА В ПРЕДПЕРЕХОДНОЙ ФАЗЕ ЖИДКОГО КРИСТАЛЛА

© 1994 г. Г. А. Ляхов, О. В. Умнова

Институт общей физики РАН
117942 Москва, В-333, ул. Вавилова, 38

Поступила в редакцию 24.08.93 г.

Проведены оценки возможностей наблюдения теплового самовоздействия ультразвука в изотропной фазе жидкого кристалла вблизи фазового перехода нематик-изотропная жидкость. Показано, что при умеренных уровнях входной интенсивности ультразвука в кристаллах типа MBVA преобладает процесс теплового самопросветления, вследствие чего глубина проникновения ультразвука увеличивается почти на порядок.

Тепловой механизм самовоздействия ультразвука (УЗ), преобладающий в большинстве жидких сред [1], особенно эффективен в тех вязких жидкостях (глицерин, триацетин), для которых характерно наличие релаксационной области температур, при которых происходят изменения структуры ближнего порядка. Температурные производные скорости $c(T)$ и коэффициента поглощения $\delta(T)$ УЗ достигают здесь значений $\partial(\ln c)/\partial T \sim -10^{-2} \dots -10^{-9} \text{K}^{-1}$, $\partial(\ln \delta)/\partial T \sim \pm 10^{-1} \dots \pm 10^{-5} \text{K}^{-1}$, что позволяет наблюдать весь набор режимов теплового самовоздействия УЗ: тепловую самофокусировку (СФ), тепловое самопросветление (СП) либо самозатемнение, а также – в результате совместного действия СФ и СП – самоконцентрацию (СК) акустической энергии в толстых слоях жидкости [2] (формирование вблизи нелинейного фокуса короткого импульса, интенсивность УЗ в пике которого превосходит входную более чем на порядок, в зависимости от исходных параметров среды и УЗ пучка [3, 4]).

Для жидких кристаллов (ЖК) вблизи ориентационного фазового перехода (здесь появляется дальний порядок) также типичны температурные аномалии скорости, коэффициента поглощения УЗ, а также теплоемкости $c_p(T)$. Значения температурных производных параметров многих ЖК сравнимы с аналогичными значениями в вязких жидкостях; это делает реальным наблюдение теплового самовоздействия УЗ в ЖК. Так в изотропной фазе кристалла MBVA (для которого будут проведены все оценки) с начальной температурой $T_0 = T_{NI} + 1 \text{ K}$, T_{NI} – температура перехода нематик-изотропная жидкость для УЗ частоты $\nu = \omega/2\pi = 3.8 \text{ МГц}$ эти значения: $\delta_0 = 1 \text{ см}^{-1}$, $c_0 = 1.5 \times 10^5 \text{ см/с}$, $c_p = 7.5 \text{ Дж/гК}$, $\partial(\ln \delta)/\partial T =$

$$= -9 \times 10^{-2} \text{ K}^{-1}, \partial(\ln c)/\partial T = -1.5 \text{ K}^{-1}, \partial(\ln c_p)/\partial T = -8 \times 10^{-2} \text{ K}^{-1} [5].$$

Исходными для описания самовоздействия УЗ служат уравнения:

$$\begin{aligned} & \left[\partial_x + c_0^{-1} \partial_t + (i c_0 / 2 \omega) \nabla_{\perp}^2 \right] p = -\delta_0 \times \\ & \times \left[1 - |\partial(\ln \delta) / \partial T| T \right] p + (i \omega / c_0) |\partial(\ln c) / \partial T| T p, \\ & \partial_t T = \delta_0 |p|^2 \left[1 - |\partial(\ln \delta) / \partial T| T \right] / \rho^2 c_p c_0 \times \\ & \times \left[1 - |\partial(\ln c_p) / \partial T| T \right], \end{aligned} \quad (1)$$

здесь p – амплитуда звукового давления, T – звукоиндуцированное изменение температуры. Теплопроводность не учитывается, потому что время развития нелинейных эффектов меньше времени τ_T установления теплового распределения по сечению пучка ($\tau_T = a^2 / \chi \cong 100 \text{ с}$ при радиусе пучка $a = 1 \text{ см}$). Решение (1) проводим итерациями в безабберационном приближении: исходными для итерационного процесса служат решения (1) в плосковолновом приближении:

$$\begin{aligned} & (\partial_x + c_0^{-1} \partial_t) I = -2 \delta_0 \left[1 - |\partial(\ln \delta) / \partial T| T \right] I, \\ & \partial_t T = 2 \delta_0 \left[1 - |\partial(\ln \delta) / \partial T| T \right] I / \rho c_p \times \\ & \times \left[1 - |\partial(\ln c_p) / \partial T| T \right] \end{aligned} \quad (2)$$

с условиями $I(x=0) = I_0$, $T(t = c_0^{-1} x) = 0$; $I = |p|^2 / 2 \rho c_0$ – интенсивность УЗ.

Если нагрев среды невелик ($T < |\partial(\ln \delta) / \partial T|^{-1}$, $|\partial(\ln c_p) / \partial T|^{-1}$), экспоненциальная аппроксимация зависимостей $\delta(T)$, $c_p(T)$ ($1 - |\partial(\ln \delta) / \partial T| T \cong \exp(-|\partial(\ln \delta) / \partial T| T)$, $1 - |\partial(\ln c_p) / \partial T| T \cong \exp(-|\partial(\ln c_p) / \partial T| T)$) сводит (2) к уравнению

$$\partial_{uv} W + \exp W (\partial_u W)^{1+\mu} = 0 \quad (3)$$

для функции $W = \ln[|\partial \ln \delta / \partial T| I / \rho c_0 c_p]$ в переменных $u = \delta_0 x$, $v = \delta_0 (c_0 t - x)$; $\mu = 1 - |\partial(\ln c_p) / \partial T| / |\partial(\ln \delta) / \partial T|$.

В пределе $\mu \ll 1$ (типичная оценка $\mu \approx 10^{-1}$) уравнение (3) переходит в уравнение Лиувилля, интегрируемое в квадратурах:

$$I(x, t) = I_0 \exp [G(t - c_0^{-1}x)] / \{ \exp [G(t - c_0^{-1}x)] + \exp(2\delta_0 x) - 1 \},$$

$$\exp[-|\partial(\ln \delta) / \partial T| T(x, t)] = \quad (4)$$

$$= \exp(2\delta_0 x) / \{ \exp [G(t - c_0^{-1}x)] + \exp(2\delta_0 x) - 1 \},$$

$$G = 2|\partial(\ln \delta) / \partial T| \delta_0 I_0 / \rho c_p.$$

Время просветления среды t_{tr} на расстоянии x от источника УЗ определяем из (4): $Gt_{tr} = 2\delta_0 x$, т.е. $t_{tr} = x \rho c_p / I_0 |\partial(\ln \delta) / \partial T|$.

При $I_0 = 5$ Вт/см², $x = 3$ см величина $t_{tr} = 50$ с (энергия УЗ $W = 250$ Дж/см²). За это время интенсивность $I(x, t)$ возрастает более, чем на два порядка — от 1.3×10^{-2} Вт/см² до 2.5 Вт/см². Нагрев среды при этом составляет $T = \ln 2 / |\partial(\ln \delta) / \partial T| \approx 7$ К, а глубина проникновения УЗ в жидкость ($l \approx (2\delta)^{-1}$) увеличивается от 0.5 до 3.6 см.

Минимальное значение x_0 длины СФ определим, как и в [2], из уравнения:

$$2^{5/2} (2b\delta_0 x_0)^{1/2} \arctg [(2\delta_0 x_0)^{1/2}] = \pi. \quad (5)$$

Здесь параметр, определяющий относительную силу процессов СФ и СП $b = |\partial(\ln c) / \partial T| / [|\partial(\ln \delta) / \partial T| (2\delta_0 a)^2] \approx 7.5 \times 10^{-3}$. Оценка (5) дает $x_0 = 11.3$ см. Энергия, необходимая для

просветления столь глубоких слоев жидкости $W = x_0 \rho c_p / |\partial(\ln \delta) / \partial T| \approx 10^3$ Дж/см², что при условии ограничения длительности импульса процессом теплопроводности требует $I_0 > 10$ Вт/см². Использование УЗ высокой интенсивности ограничено конвекцией, разрушающей пучок [1], поэтому для наблюдения совместного действия СФ и СП требуется поиск ЖК с большим, чем у МВВА, значением температурной производной $\partial(\ln c) / \partial T$. Самопросветление же ЖК в ультразвуковом поле наблюдается при умеренных уровнях интенсивности $I_0 < 10$ Вт/см².

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Бункин Ф.В., Ляхов Г.А. Новые задачи нелинейной акустики жидкостей // В сб. Труды ФИАН. Т. 156. М.: Наука, 1984. С. 3 - 19.
2. Ляхов Г.А., Проскураков А.К., Умнова О.В. Расчет параметров самоконцентрации акустического волнового пакета в вязкой жидкости // Акуст. журн. 1990. Т. 36. № 3. С. 502.
3. Ассман В.А., Ляхов Г.А., Проскураков А.К., Шипилов К.Ф. Пространственно-временная самоконцентрация мощного ультразвука в жидкости с большой вязкостью // Акуст. журн. 1989. Т. 35. № 3. С. 544.
4. Ассман В.А., Проскураков А.К., Шипилов К.Ф. Распространение ультразвуковых пучков в вязких жидкостях // Акуст. журн. 1990. Т. 36. № 4. С. 586.
5. Анисимов М.А. Критические явления в жидкостях и жидких кристаллах. М.: Наука, 1987.