

ОБЗОРЫ АКТУАЛЬНЫХ ПРОБЛЕМ

Тепловое самовоздействие акустических волновых пакетов в жидкости

Ф.В. Бункин, Г.А. Ляхов, К.Ф. Шипилов

Обзор теоретических и экспериментальных работ по распространению мощных ультразвуковых пучков в жидкостях с большой вязкостью. Представлены расчетные условия наблюдения пространственного и временного самосжатия волнового пакета за счет звукоиндуцированного нагрева жидкости. Описаны предсказанные теорией и количественно согласующиеся с ней результаты экспериментов, реализующие эффекты самофокусировки ультразвуковых пучков и звукоиндуцированного просветления вязких жидкостей. В оптимальных условиях достигнуто более чем десятикратное увеличение пиковой интенсивности ультразвукового импульса в фокальной области с размерами порядка трех-четырех длин волн. Обсуждены физические и биологические приложения обнаруженных эффектов управляемого самовоздействия ультразвуковых волн в глубине вязкой среды.

PACS numbers: 62.60. + v, 66.60. + a, 43.25.Vt, 43.35.Bf

Содержание

1. Введение (1145).
 2. Теория теплового самовоздействия звука (1147).
 - 2.1. Нестационарные уравнения самовоздействия звука.
 - 2.2. Сравнительные оценки эффективности различных механизмов нелинейности.
 - 2.3. Самопросветление в ультразвуковом поле.
 - 2.4. Самовоздействие звука в резонаторе.
 3. Эксперимент (1153).
 - 3.1. Самофокусировка ультразвукового пучка в текучей жидкости.
 - 3.2. Самофокусировка и самопросветление в жидкости с большой вязкостью.
 - 3.3. Самовоздействие ультразвука в релаксационной области поглощения.
 - 3.4. Нелинейные тепловые эффекты в акустическом резонаторе.
 - 3.5. Нелинейная тепловая рефракция в условиях формирования ударной волны.
 4. Приложения (1162).
 - 4.1. Прецизионные акустические методы и ультразвуковые приборы.
 - 4.2. Биотехнология.
 - 4.3. Медицина.
 5. Заключение (1164).
- Список литературы (1164).

1. Введение

Волна конечной амплитуды A , пройдя через среду, изменяет ее различные параметры, в частности, показатель преломления n (и, следовательно, собственную фазовую скорость v) в области своего распространения.

Ф.В. Бункин, Г.А. Ляхов, К.Ф. Шипилов. Институт общей физики РАН, 117942 Москва, ул. Вавилова 38
Тел. (095) 135-82-34
E-mail: shipilov@wpd.gpi.msk.su

Статья поступила 14 декабря 1994 г.,
после доработки 26 января 1995 г.

Если $\partial n / \partial A < 0$, составляющие волновой пакет лучи дефокусируются и он увеличивает свои размеры. Действие нелинейного механизма дефокусировки здесь дополняет присущие волновым пакетам (вне зависимости от амплитуды) дифракцию и дисперсионное расплывание. Если же $\partial n / \partial A > 0$, периферийные лучи, преодолевая дифракцию, стягиваются к центру пакета, происходит его самофокусировка. Это общее для волн любой природы явление [1] подробно и эффективно исследовано в оптическом диапазоне [2–5].

Очевидные привлекательные приложения могут быть основаны на сопутствующей этому явлению концентрации энергии волнового пакета (разумеется, при сохранении полной энергии) в узкой пространственно-временной области. Не только повышение эффективности многих физических процессов, вызванное увеличением интенсивности волны в небольшой по размерам области, но и наблюдение качественно новых, пороговых по интенсивности эффектов оказывается, в принципе, доступным в области самофокусировки. Однако реально в существенно детальной других исследованном оптическом диапазоне эти возможности ограничены. Во-первых, резкое повышение интенсивности включает и конкурирующие с самофокусировкой эффекты, например, электронную лавину и, как следствие, механическое разрушение среды [6]. Во-вторых, управление собственно самофокусировкой затруднено достаточно жесткими условиями ее реализации. Требование превысить пороговое значение мощности лазерного пучка вместе с малостью времен установления нелинейной восприимчивости, как, например, в керровском механизме, вынуждает обратиться к источникам нано- и субпикосекундных импульсов. Для таких импульсов достаточно сложно обеспечить гладкое распределение интенсивности в поперечном сечении пучка, необходимое, чтобы избежать

случайного расслоения пучка на нити, которое было обнаружено уже в первом эксперименте по самофокусировке света [7]. В-третьих, существенно затрудняет ее приложения самостоятельная задача регистрации, она требует разработки специальных методов скоростной фотографии высокого разрешения.

Наблюдение самофокусировки акустических волн, впервые обсужденное в [8], задерживали другие причины [9].

Нелинейная акустика имеет более долгую историю, чем нелинейная оптика. С начала века методами нелинейной акустики получены важные физические и прикладные результаты [10]. Доминирующим в акустике продольных волн, как сразу было установлено, является упругий механизм нелинейности, разрешающий как нечетные, так и четные по амплитуде эффекты. Для жидких сред это обуславливает первое отличие от оптики (поперечные волны), где изотропная симметрия запрещает квадратичные и все четные по полю эффекты, и поэтому самофокусировку, например, обеспечивает кубичная нелинейность. Второе существенное отличие от нелинейной оптики составляет обычно слабая акустическая дисперсия — скорость звука в распространенных жидкостях практически не зависит от частоты в кило- и мегагерцовом диапазонах. Следствием этого служит высокая эффективность нелинейного преобразования частоты в акустике — в результате равенства фазовых скоростей падающая волна на всем пути распространения эффективно передает энергию волнам, генерируемым благодаря нелинейности. Такой универсальный для акустики, не сдерживаемый дисперсией процесс обогащения гармониками приводит к образованию ударной волны на конечном расстоянии L_b , пройденном волной в жидкой среде (эту величину в нелинейной акустике называют длиной образования разрыва) [10]. При этом возможно и перераспределение интенсивности от периферии к центру [11], однако сопутствующая образованию ударной волны быстрая диссипация акустической энергии исключает приложения, требующие регулярного повышения интенсивности.

Образование ударной волны обеспечивается квадратичной нелинейностью с коротким временем установления, поэтому величина L_b обратно пропорциональна входной амплитуде и практически не зависит от длительности акустического воздействия на жидкую среду. Это дает первые указания на подходы к реализации самофокусировки звука, содержательно оцениваемые пространственным масштабом L_f ее развития, называемым длиной самофокусировки. В силу универсальности процесса образования ударной волны очевидное необходимое условие — это $L_b > L_f$. Надежды здесь могут быть связаны только с неупругими механизмами нелинейности. Как показывает развернутая аналогия с нелинейной оптикой [12], самофокусировку обеспечивает кубичная нелинейность, в то же время ясно, что в рамках одного механизма она гораздо слабее квадратичной — вплоть до разрушающих среду интенсивностей звука. При включении же нелинейности другой физической природы появляется возможность обеспечить выполнение неравенства $L_b > L_f$ благодаря, во-первых, более сильной ($L_f \propto A^{-2}$) зависимости эффективности кубичной нелинейности от амплитуды звуковой волны. Второй резерв — возможность накопления нелинейных изменений скорости во времени, присущая механизмам диффу-

зионного типа, для которых величина L_f обратно пропорциональна энергии, т.е. $L_f \propto (A^2\tau)^{-2}$, где τ — длительность акустического импульса.

Теоретические и экспериментальные исследования последних лет показали прежде всего, что искомый эффективный механизм нелинейности существует — это изменение скорости звука в результате нагрева волной среды распространения [9, 13]. Действие концентрационного механизма в известных растворах оказывается слабее, конкуренцию генерации гармоник и других разрушающих волновой пакет нелинейных механизмов преодолеть не удастся [14]. Также неясны пока перспективы электроакустического [15] (в поляризующихся диэлектрических жидкостях) и магнитоакустического [16] (в магнитных жидкостях) механизмов.

Практически сразу же в продолжение эксперимента [13] обнаружен новый эффект, который по оптической аналогии назван акустическим самопросветлением (СП) [17]. Этот эффект обеспечивается изменением в результате звукоиндуцированного нагрева наряду со скоростью звука и поглощения в облучаемых жидкостях. Основное его проявление — увеличение с ростом интенсивности на входе в среду глубины проникновения звука в поглощающую жидкость. Его можно наблюдать в жидких средах с большой вязкостью и только в ограниченном температурном интервале, в котором температурная производная коэффициента поглощения отрицательна: $\partial\delta/\partial T < 0$. Вне этого интервала $\partial\delta/\partial T > 0$ и глубина проникновения звука уменьшается с ростом его входной интенсивности; здесь естественно говорить о самозатемнении [18]. Самопросветление, во-первых, повышает эффективность самофокусировки. Во-вторых, его действие заметно сказывается и на временной огибающей пакета, в определенных условиях формируя гладкий короткий импульс высокой интенсивности [18]. Его действие, таким образом, напрямую способствует концентрации акустической энергии в сжатом волновом пакете.

Эксперименты [13, 17, 18] показали, что самофокусировка звука, в отличие от оптического аналога, достаточно управляемый процесс, что крайне важно для приложений, причем в теоретически предсказуемых условиях. Для управления и контроля здесь удастся реализовать — и это еще одно отличие от реальной ситуации в нелинейной оптике — вполне надежные и точные методы регистрации с использованием как квазиточечных акустических зондов, так и оптической техники [17, 19].

Отмеченная эффективность и управляемость процессом теплового самовоздействия звука в жидкости позволяют указать целый ряд приложений этого эффекта. Естественно, здесь особое внимание уделено биологическим и медицинским приложениям, так как большинство биотканей по своим физическим свойствам являются типичными слабонеоднородными жидкостями с большой вязкостью.

В разделе 2 рассмотрена теория самофокусировки и самопросветления звука в жидкости, обусловленных тепловым механизмом нелинейности. Цели теории здесь — определить условия выделения этих эффектов на фоне конкурирующих и подавляющих и оценить эффективность этих эффектов в реальном диапазоне материальных параметров жидких сред и реальных акустических источников. В разделе 3 описаны практи-

чески все эксперименты по тепловому самовоздействию звука, проведенные в известных лабораториях. Разрабатываемым перспективным приложениям новых эффектов посвящен раздел 4.

2. Теория теплового самовоздействия звука

Необходимому для наблюдения первого из эффектов самовоздействия — тепловой самофокусировки звука — условию монотонного уменьшения скорости звука с ростом температуры удовлетворяют многие жидкости. Исключение составляет вода (при температуре ниже 74,5 °С), а также ряд жидких металлов: висмут, сурьма и теллур. Достаточным же, пороговым по параметрам среды и звукового пучка условиям удовлетворить труднее. Оценки [20] для стационарного (т.е. при длительностях озвучивания больших, чем все времена установления нелинейных параметров среды) режима самофокусировки показывают, что собственно пороговое условие выполнимо. Однако распределение температуры, например, для пучков сантиметрового радиуса в типичных жидкостях устанавливается не менее чем за 10^2 с, а за такое время успевает развиться и разрушающая пучок звукоиндуцированная конвекция [21]. Поэтому для оценки достаточных условий наблюдения самофокусировки, в том числе условий ее выделения на фоне конкурирующих нелинейных процессов, обязательно обращение к нестационарной теории.

2.1. Нестационарные уравнения самовоздействия звука

Нелинейные акустические эффекты в однородных поглощающих средах описывает система термогидродинамических уравнений, включающая уравнение непрерывности

$$\partial_t \rho + \partial_b(\rho v_b) = 0, \quad (1)$$

уравнение баланса сил

$$\rho(\partial_t + v_b \partial_b) v_a + \partial_a p = \eta \partial_b^2 v_a + \left(\zeta + \frac{\eta}{3} \right) \partial_a \partial_b v_b \quad (2)$$

и уравнение производства энтропии

$$\begin{aligned} \rho T(\partial_t + v_b \partial_b) S - \kappa \partial_b^2 T = \\ = \zeta(\partial_b v_b)^2 + \eta \partial_a v_b \left(\partial_a v_b + \partial_b v_a - \frac{2\delta_{ab}}{3} \partial_c v_c \right). \end{aligned} \quad (3)$$

Здесь ρ , p , T , S — массовая плотность жидкости, давление, температура и плотность энтропии; v_a — декартова компонента скорости; η , ζ и κ — коэффициенты сдвиговой вязкости, объемной вязкости и теплопроводности; ∂_t , ∂_a , ∂_b , ∂_c — частные производные по соответствующим переменным; δ_{ab} — символ Кронекера. В дальнейшем теми же буквами (ρ , p , T , S) обозначены отклонения от их равновесных значений, отмеченных нижним индексом нуль.

Замыкает систему уравнений (1)–(3) уравнение состояния, т.е. зависимости $\rho(p, T)$ и $S(p, T)$. В соответствии со сказанным во введении потребуем, чтобы все пространственные масштабы развития рассматриваемых эффектов (в нашем случае — это прежде всего длина самофокусировки L_f) были короче расстояния L_b , на котором развивается разрыв [10]:

$$L < L_b = (\rho c_0^5)^{1/2} (2I_0)^{-1/2} (\omega \varepsilon)^{-1}. \quad (4)$$

Здесь ω — частота; I_0 — входная интенсивность звукового пучка; $\varepsilon = 1 + (1/\rho_0)[(\partial c/\partial p)_T + \alpha T_0(\partial c/\partial T)_p/\rho_0 c_p]$ — коэффициент упругой нелинейности; α — коэффициент объемного теплового расширения; c_0 — равновесная скорость звука; c_p — удельная изобарическая теплоемкость. Нарушение неравенства (4) не запрещает, конечно, эффекта тепловой самофокусировки, однако картина становится более сложной (в частности, если происходит самофокусировка, разрыв должен формироваться быстрее на оси пучка, нежели на периферии) и, следовательно, менее информативной.

Предполагая неравенство (4) выполненным, можно решать задачу в квазимонохроматическом приближении. Невозмущенным служит решение линеаризованной около состояния равновесия системы (1)–(3) совместно с линеаризованными уравнениями состояния

$$\rho = \left(\frac{1}{c_0^2} + \frac{\alpha T_0}{c_p} \right) p - \rho_0 \alpha T, \quad S = -\frac{\alpha}{\rho_0} p + \frac{c_p}{T_0} T. \quad (5)$$

Дисперсионное уравнение имеет два решения: $\omega = 0$ и $\omega = c_0 \mathbf{k}$ (волновой вектор $\mathbf{k}$ направляем вдоль оси x), причем комплексные амплитуды T^ω , p^ω , v_x^ω , $v_\perp^\omega = (0, v_y, v_z)$ связаны соотношениями

$$T^\omega = \frac{\alpha T_0}{\rho_0 c_p} p^\omega, \quad v_x = \frac{p^\omega}{\rho_0 c_0}, \quad v_\perp^\omega = -(i\omega \rho_0)^{-1} \nabla_\perp p^\omega. \quad (6)$$

Теперь решение нелинейной задачи следует искать в виде

$$p = p^0 + \frac{p^\omega}{2} \exp \left[i\omega \left(t - \frac{x}{c_0} \right) \right] + \text{к.с.} \quad (7)$$

(и аналогично для переменных T и v_a), считая p^0 , p^ω , T^0 , T^ω , v_a^0 , v_a^ω (верхний индекс 0 соответствует $\omega = 0$) медленными функциями:

$$\partial_t \propto \mu, \quad \partial_x \propto \mu, \quad \nabla_\perp = (0, \partial_y, \partial_z) \propto \mu^{1/2}, \quad \mu \ll 1.$$

Это известное параболическое приближение нелинейной теории дифракции [3]. Применимость его в нашей задаче определяется значениями целого ряда параметров. Прежде всего требуется выполнение неравенства (4). Далее, изменения входной амплитуды звука должны быть медленными по сравнению с длиной волны (ширина пучка $a > 2\pi c_0/\omega$, длительность импульса $\tau > \omega^{-1}$), а отклонения от равновесия — малыми: $T/T_0 \ll 1$, $v_a/c_0 \ll 1$ и т.д. Требуемую слабость диссипации выражают неравенства $(\tilde{\zeta}; \tilde{\eta}) = (\omega/\rho_0 c_0^2)(\zeta; \eta) \ll 1$ (коэффициент поглощения звука на длине волны меньше единицы) и $\tilde{\kappa} = \omega \kappa/\rho_0 c_0 \ll 1$ (время диффузионного расплывания температурного возмущения в области размерами порядка длины волны много больше периода звуковых колебаний). Последние два неравенства легко удовлетворяются в ультразвуковом диапазоне: при $T_0 = 20^\circ\text{C}$ на частоте $\omega/2\pi = 2$ МГц в бензоле $\tilde{\eta} = 5 \times 10^{-6}$, в более вязком глицерине $\tilde{\eta} = 4 \times 10^{-3}$; соответствующие значения $\tilde{\kappa}$ равны $3,5 \times 10^{-7}$ и $1,6 \times 10^{-7}$. (Здесь и далее используются данные справочника [22].)

Подставляя (6) и (7) в уравнения (1)–(3) и выделяя члены с частотами $\omega = 0$ и $\omega = c_0 \mathbf{k}$, получаем систему укороченных уравнений, описывающих самовоздействие звука.

Уравнение, определяющее изменения амплитуды звукового давления, имеет вид

$$\left(c_0 \partial_x + \partial_t + \frac{ic_0^2 \nabla_\perp^2}{2\omega} + c_0 \delta \right) p^\omega = i\omega p^\omega \left[\frac{v_x}{c_0} + \frac{(1-a_1)|p^\omega|^2}{8(\rho_0 c_0^2)^2} - \frac{a_2 p^0}{\rho_0 c_0^2} - \frac{a_3 T^0}{T_0} \right]. \quad (8)$$

Здесь коэффициент поглощения (при учете только классического вязкого механизма) $\delta = (\zeta + 4\eta/3)\omega^2/\rho_0 c_0^3$. Остальные коэффициенты a_i определяются только коэффициентом упругой нелинейности ε и производной скорости звука по T : $a_1 \approx (\varepsilon - 1)^2/2$, $a_2 \approx \varepsilon - 1$, $a_3 \approx T_0 \gamma_p/2$, где $\gamma_p = (\partial \ln c^2 / \partial T)_p$.

Слагаемые в правой части уравнения (8) соответствуют четырем механизмам самовоздействия звука: возбуждению продольного течения, слабоинерционному изменению состояния под действием упругого механизма, генерации видеоимпульсов давления (акустическое детектирование) и нагреву жидкости звуком.

Развитие течения определяется полным ослаблением звука — и диссипативным, и дифракционным:

$$(\partial_t - v \nabla_\perp^2) v_x^0 + \rho_0^{-1} \partial_x p^0 = \frac{(c_0 \partial_x + \partial_t) |p^\omega|^2}{4\rho_0^2 c_0^3}, \quad (9)$$

где $v = \eta/\rho_0$.

Нагрев обеспечивают также два механизма — вязкий и адиабатический:

$$(\partial_t - \chi \nabla_\perp^2) T^0 - q \partial_t p^0 = \frac{\delta |p^\omega|^2}{\rho_0^2 c_0 c_p} - \frac{T_0 a_4 \partial_t |p^\omega|^2}{(2\rho_0 c_0^2)^2}. \quad (10)$$

Здесь $\chi = \kappa(\rho_0 c_0^2)^{-1}$ — коэффициент температуропроводности, $a_4 \approx \kappa c_0^2/c_p$. Наконец, акустическое детектирование обеспечивают диссипативные и адиабатические процессы [9].

2.2. Сравнительные оценки эффективности различных механизмов нелинейности

Чтобы установить возможность наблюдения самофокусировки, исследуем систему (8)–(10), используя результаты расчетов ее оптического аналога в безабберационном приближении [3]. Численные оценки сделаем для бензола и глицерина при $T_0 = 20^\circ\text{C}$ и $\omega/2\pi = 2$ МГц. Эта частота при комнатных температурах далека от релаксационных частот в обеих выбранных жидкостях. Радиус звукового пучка полагаем равным $a = 0,75$ см.

Для безынерционного механизма длину фокусировки определяет соотношение

$$L_f = \frac{a}{2} \left(\frac{c_0}{\Delta c} \right)^{1/2}, \quad (11)$$

где $\Delta c = \varepsilon^2 I / (8\rho_0 c^2)$ — нелинейное изменение скорости звука. Сравнивая выражения (4) и (11), получаем, что отношение $L_f/L_b = 4\pi a/\lambda > 1$ ($\lambda = 2\pi c_0/\omega$ — длина волны). Таким образом, этот механизм не может вызвать самофокусировку. Причина вполне понятна: оба процесса — образование разрыва и сужение пучка — обусловлены одной и той же нелинейностью, но первый не связан с ограниченностью пучка, второй же имеет дифракционную природу.

Другие механизмы, вообще говоря, нестационарны. Времена их установления легко оценить из уравнений (8)–(10):

$$\tau_v = \frac{a^2}{v}, \quad \tau_p = \frac{a}{c_0}, \quad \tau_T = \frac{a^2}{\chi}. \quad (12)$$

Численные значения этих времен образуют вполне определенную последовательность для бензола и глицерина:

$$\tau_T = (4,5 \div 4,7) \times 10^2 \text{ с} \gg \tau_v = 6,1 \div 0,04 \text{ с} \gg \tau_p = (6,6 \div 4,5) \times 10^{-6} \text{ с}.$$

Таким образом, во всем реальном диапазоне изменения τ вклад в самовоздействие звукового пучка, существенный на фоне развивающейся ударной волны, могут дать только акустическое течение и нагрев.

Сравним теперь эффективности вязкого (T_δ^0) и адиабатического (T_α^0) нагревов. Для стационарного режима согласно уравнению (10)

$$T_\delta^0 = \frac{2\delta I \tau}{\rho_0 c_p}, \quad T_\alpha^0 = \frac{\alpha T_0 I}{2\rho_0 c_p c}, \quad (13)$$

откуда $T_\delta^0/T_\alpha^0 \gg 1$, т.е. практически реален вклад только вязкого нагрева, если рассматривать среды с коэффициентом поглощения $\delta > 10^{-2} \div 10^{-3} \text{ см}^{-1}$ при длительности импульса большей, чем $(1 \div 10)\omega^{-1}$.

Возбуждение течения связано с двумя причинами. Максимальная скорость течения, обусловленная затуханием звука в стационарном ($\tau > \tau_v$) и нестационарном ($\tau < \tau_v$) режимах, оценивается из (9) и (10):

$$v_\delta^0 \approx \frac{a^2 \delta I}{\eta c_0}, \quad v_d^0 \approx \frac{\delta I \tau}{\rho_0 c_p}. \quad (14)$$

В отсутствие диссипации дифракционное ослабление развивало бы течение до скорости v_d^0 , максимальное значение которой определяется зависимостью $I(x) = I(0)/[1 + (x/L_d)^2]$, где L_d — дифракционный масштаб расплывания пучка, равный (в отсутствие самовоздействия) $\omega a^2/c_0$. При этом из (9) следует, что

$$v_d^0 \approx \frac{I \tau}{2\rho_0 c_0 L_d a}, \quad \tau < \tau_v, \\ v_d^0 \approx \frac{a^2 I}{2\eta c_0 L_d}, \quad \tau > \tau_v. \quad (15)$$

Отношение v_δ^0/v_d^0 в обоих случаях равно $2\delta/L_d$ и, в принципе, может принимать значения порядка единицы, т.е. вклады диссипативного и дифракционного источников течения формально могут быть сравнимыми по величине. Однако, определяя порог самофокусировки, мы должны считать $L_d \rightarrow \infty$, так как на пороге, по определению, дифракционное расплывание компенсируется нелинейной рефракцией. Таким образом, в оценке возможности самофокусировки надо учитывать только вязкий источник течения.

В жидкостях с конечной вязкостью вынужденная конвекция может если и не разрушить, то заметно исказить процесс стационарной самофокусировки. Установившаяся скорость конвекции оценивается в результате учета гравитационной силы в уравнении (2):

$$v_c \approx \frac{g \alpha a^2 T}{v} \approx \frac{\delta g \alpha a^4 I}{v \chi}, \quad (16)$$

где g — ускорение свободного падения. Для реализации стационарного режима тепловой самофокусировки необходимо, чтобы время установления τ_T стационарного профиля температуры было меньше времени $\tau_c = a/v_c$ смещения нагретых слоев жидкости поперек пучка. Этот критерий ограничивает интенсивность:

$$I < I_c = \frac{\eta \kappa^2}{g \alpha \delta \rho_0^2 c_p a^5}. \quad (17)$$

Величина I_c принимает значения 10^{-4} Вт/см² для бензола и 10^{-1} Вт/см² для глицерина, т.е. для реализации стационарной тепловой самофокусировки требуется интенсивность $I \geq 1 \div 10$ Вт/см², что осуществимо в нестационарном режиме.

В импульсном режиме самофокусировки критическим параметром является энергия $W_0 = \pi a^2 I_0 \tau$ [3]. Она же определяет и фокусное расстояние нелинейной линзы. Поэтому условия наблюдения самофокусировки должны ограничивать длительность импульса τ снизу.

Тепловая собирающая линза должна быть сильнее рассеивающей линзы, возникающей благодаря течению:

$$v_x^0 < \frac{c_0 |\gamma_p| T_0}{2}. \quad (18)$$

Подстановка в (18) выражений (13) и (14) дает

$$\tau > \frac{a^2 \rho_0 c_p}{c_0^2 |\gamma_p|} \approx 1,3 \times 10^{-2} \text{ с}. \quad (19)$$

Это означает, что течение не сдерживает нагрева во всем интервале $\tau > \tau_v$. В бензоле механизм возбуждения течений нестационарен и поэтому дефокусирующие продольные течения не маскируют самофокусировку, если $A = c_p / c_0^2 |\gamma_p| < 1$. При нормальных условиях для бензола $A = 0,14$.

Длина самофокусировки должна быть меньше длины разрыва. Критическую энергию W_{cr} самофокусировки находим, приравняв L_f из (11) дифракционной длине L_d : $8|\Delta c|/c_0 = 0,61\lambda/a$. Изменение скорости Δc можно оценить, используя подстановку (13) в (8). В результате

$$W_{cr} = \frac{(0,61)^2 \pi \rho_0 c_p \lambda^2}{8 |\gamma_p| \delta}. \quad (20)$$

Для бензола эта величина составляет 4 Дж, для глицерина — 20 Дж.

Длина нестационарной самофокусировки, оцениваемая из (8),

$$L_f = \frac{a^2 (\pi \rho_0 c_p)^{1/2}}{2 (|\gamma_p| \delta W_0)^{1/2}}. \quad (21)$$

В глицерине уже при превышении порога по интенсивности в 1,5 раза L_f меньше 10 см.

Наконец, условие (4) с учетом (21) дает ограничение длительности импульса:

$$\tau > \tau^* = \frac{c_p (\varepsilon \omega a)^2}{|\gamma_p| \delta c_0^5}. \quad (22)$$

Здесь параметр τ^* определяет отношение эффективности упругого и теплового механизмов нелинейности.

Для классического механизма поглощения (не связанного с эффектами молекулярной ассоциации) $\delta \approx \omega^2$ и τ^* не зависит от частоты. Для бензола $\tau^* = 3,6$ с, для глицерина $\tau^* = 1,1$ с. Эта оценка запрещает переход к длительностям $\tau > \tau_v$.

Абсолютный рост температуры можно оценить, подставив (20) в (13):

$$T = \left(\frac{0,61\lambda}{2a} \right)^2 \frac{W_0}{|\gamma_p| W_{cr}}. \quad (23)$$

Например, для глицерина $T = 1,7$ °С при $W_0/W_{cr} = 1,5$, т.е. опасного перегрева не происходит.

Теперь найдем нестационарный аналог критерия (17), исключаяющего влияние конвекции. При $\tau_v < \tau < \tau_T$ скорость звукоиндуцированной конвекции оценивается как $v_c \approx 2g\alpha\delta W_0/\pi\eta c_p$. Снова требуем, чтобы время конвективного движения поперек пучка ($\tau_c = a/v_c$) было больше длительности звукового импульса τ при $W_0 = W_{cr}$:

$$\tau < \tau_c \approx \frac{10,8\eta |\gamma_p| a}{g \alpha \rho_0 \lambda^2}. \quad (24)$$

Для глицерина $\tau_c = 10$ с. При $\tau < \tau_c$ скорость конвекции оценивается как $v_c = (2g\alpha\delta I_0 \tau^2)/(\rho_0 c_p)$ и условие ее устранения принимает вид

$$\tau < \left(\frac{a \rho_0 c_p}{2 \delta g \alpha I_0} \right)^{1/3}. \quad (25)$$

Оценка с помощью (25) показывает, что на пороге самофокусировки в бензоле конвекция размывает звуковой пучок приблизительно через 3,5 с.

Таким образом, в глицерине наблюдение тепловой самофокусировки возможно в частотном диапазоне $1 \div 10$ МГц при длительностях ультразвукового импульса $1 \div 10$ с. В бензоле наблюдение самофокусировки возможно в этом же частотном диапазоне, но длительность облучения должна быть не больше 3,5 с.

2.3. Самопросветление в ультразвуковом поле

В разделах 2.1 и 2.2 мы считали постоянными, не изменяющимися с ростом звуковой интенсивности параметры диссипации. В то же время для ряда жидкостей характерны достаточно резкие температурные зависимости акустического коэффициента поглощения. Следовательно, в таких жидкостях возможно (вследствие акустического нагрева среды) изменение коэффициента поглощения δ звука с ростом его интенсивности. Особенно заметными такие изменения должны быть в жидкостях с сильными межмолекулярными связями, формирующими динамическую структуру ближнего порядка. Наличие существующих конечное время связей в свою очередь обеспечивает изменение акустического спектра жидкости: звук раскачивает сильно демпфированные из-за относительной мягкости связей так называемые релаксационные колебания, и в спектре появляются широкие полосы поглощения. Их положение благодаря структурному происхождению определяющим образом зависит от температуры. Например, таково поведение в мегагерцовом диапазоне частот триацетина и азеотропного водного раствора глицерина (рис. 1): при температурах от -70 до -20 °С вместе с сильным и монотонным изменением скорости звука ($\partial(\ln c)/\partial T \approx 10^{-2} \text{ К}^{-1}$) резко

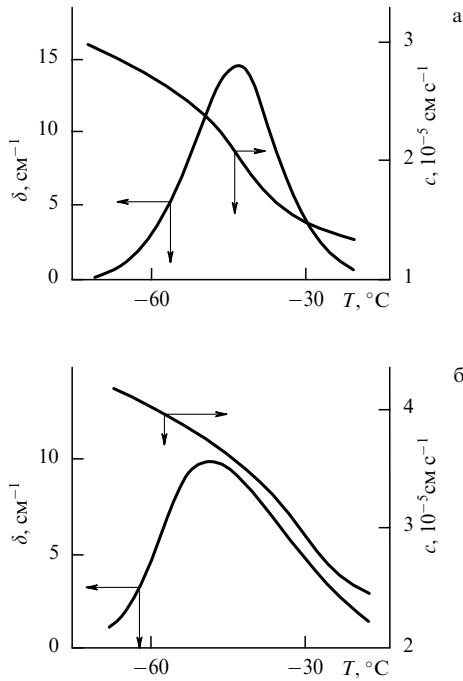


Рис. 1. Температурная зависимость коэффициента поглощения δ и скорости c ультразвука для триацетина (а) и азеотропного водного раствора глицерина (б)

(и немонотонно, проходя через максимум) изменяется коэффициент поглощения ($\partial(\ln \delta)/\partial T \approx 1 \text{ K}^{-1}$) [23]. В области, где $\partial\delta/\partial T < 0$, звук, нагревая среду, уменьшает собственное поглощение. С ростом входной интенсивности звука увеличивается глубина его проникновения в среду; здесь естественно говорить о явлении акустического "самопросветления".

Пусть условия, выделяющие самофокусировку, выполнены. Имея в виду более общее описание самовоздействия с включением в рассмотрение самопросветления в релаксационной области, дополняем уравнения параболического приближения зависимостью $\delta(T)$. В расчетах принимаем $\delta(T) = \delta_0 - (\partial\delta/\partial T)T^0$ ($\partial\delta/\partial T$ — константа; в дальнейшем T^0 обозначаем просто T); поэтому их результаты справедливы, если T меньше ширины релаксационной области ΔT_r . В принятых ограничениях уравнения для T и $p = p^o$, получаемые укорочением уравнений (1)–(3), имеют вид

$$(\partial_t - \chi \nabla_\perp^2) T = \frac{[\delta_0 - (\partial\delta/\partial T) T] |p|^2}{\rho_0 c_0 c_p}, \quad (26)$$

$$\left[\partial_x + c_0^{-1} \partial_t + \frac{i\omega}{2c} \nabla_\perp^2 \right] p = - \left(\delta_0 - \frac{\partial\delta}{\partial T} T \right) p + i \frac{\omega}{c_0^2} \frac{\partial c}{\partial T} T p. \quad (27)$$

В дальнейшем теплопроводность не учитываем, считая, что время теплового расплывания $\tau_T \geq 10^2 \text{ с}$ превышает характерные времена самофокусировки и самопросветления.

В плосковолновом пределе, когда ширина входного пучка $a \rightarrow \infty$ и самопросветление реализуется без самофокусировки, система (26), (27) сводится к уравнениям [24]

$$\partial_u J = -\Theta J, \quad \partial_v \Theta = \Theta J \quad (28)$$

для функций

$$J = \frac{\partial\delta}{\partial T} \frac{I}{\rho_0 c_0 \delta_0 c_p}, \quad \Theta = 1 - \frac{\partial\delta}{\partial T} \frac{T}{\delta_0}$$

в переменных $u = \delta_0 x$, $v = \delta_0 (c_0 t - x)$, с граничными условиями

$$J(u=0, v=\delta_0 c_0 t) = J_0(t), \quad \Theta(u=\delta_0 x, v=0) = 1.$$

Из (28) следует уравнение второго порядка типа Лиувилля:

$$[\partial_{uv} + \exp(W \partial_u)] W = 0, \quad (29)$$

для функции $W = \ln J$. Первый интеграл уравнения (29) дает уравнение первого порядка для функции J^{-1} :

$$\partial_v J^{-1} + (J^{-1})^2 - f(v) J^{-1} = 0$$

($f(v)$ — произвольная функция), его общее решение:

$$J = \frac{J_0(v) \exp\left[\int_0^v J_0(t) dt\right]}{\exp(u) + \exp\left[\int_0^v J_0(t) dt\right] - 1}.$$

На рис. 2 приведены полученные из (29) зависимости $I(t)$ и $T(t)$ на фиксированном расстоянии x от излучателя; входной импульс имеет форму ступеньки, $I_0(t < 0) = 0$, $I_0(t \geq 0) = I_0$. На переднем фронте бегущего импульса имеем обычное линейное поглощение: $I = I_0 \exp(-\delta_0 x)$. С течением времени уровень интенсивности повышается, если $\partial\delta/\partial T > 0$.

Для пучка конечной ширины, используя приосевое приближение [3], решение системы (26), (27) (для определенности с гауссовым профилем пучка на входе) есте-

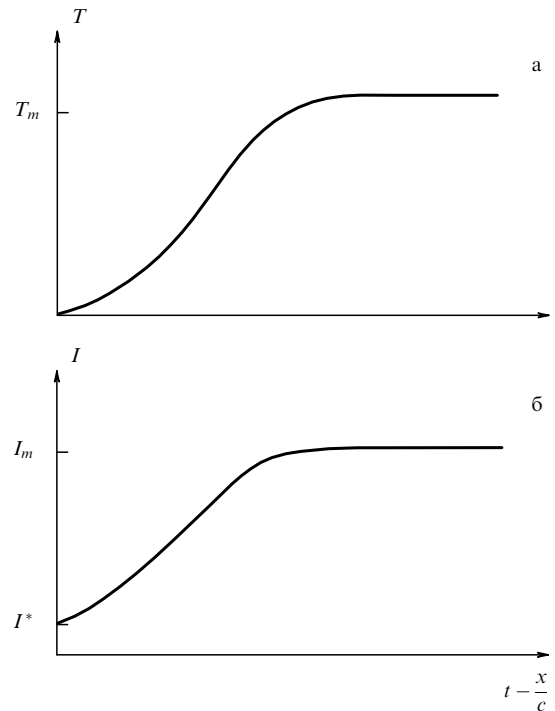


Рис. 2. Самопросветление в поле плоской волны; зависимость температуры T (а) и интенсивности I (б) от бегущего времени $t - x/c$ ($I^* = I_m \exp(-\delta_0 x)$, $T_m = \delta_0 / |\partial\delta/\partial T|$)

ственно искать в виде

$$\begin{aligned} I &= I_0 J(t, x) \exp[-R(t, x)r^2], \\ -\frac{c_0}{\omega a^2 \delta_0} \arg p &= \varphi(t, x) + \frac{1}{2} \psi(t, x)r^2, \\ 1 - \frac{\partial \delta}{\partial T} \frac{T}{\delta_0} &= \Theta(t, x) + \frac{1}{2} \eta(t, x)r^2, \end{aligned} \quad (30)$$

где $R, \varphi, \psi, \Theta, \eta$ — переменные параметры ультразвукового пучка. Здесь и далее поперечная координата r нормирована на радиус пучка a . Из (26), (27) с учетом (30) следует система уравнений в координатах u, v :

$$\begin{aligned} \partial_u J + 2\psi J &= -\Theta J, \quad \partial_u \psi + \psi^2 = -b_1 J + b_2 R^2, \\ \partial_u R + 2\psi R &= \frac{\eta}{2}, \quad \partial_v \Theta = -b_3 J \Theta, \\ \partial_v \eta &= -b_3 J \eta + 2b_3 J \Theta R, \quad \partial_u \varphi = b_1(1 - \Theta) - b_2 R. \end{aligned} \quad (31)$$

Таким образом, эффективность процесса определяют три параметра b_1, b_2, b_3 . Оценка их значений для глицерина при температуре $T = -50^\circ\text{C}$ (в этой области температурная производная коэффициента поглощения велика, $(\partial \ln \delta / \partial T) \geq 0, 1 \text{ K}^{-1}$):

$$\begin{aligned} b_1 &= \frac{\partial c / \partial T}{(\partial \delta / \partial T) \delta_0 c_0 a^2}, \\ b_2 &= \left(\frac{\omega a^2}{\delta_0 c_0} \right)^{-2}, \\ b_3 &= \frac{(\partial \delta / \partial T) I_0}{\delta_0 \rho_0 c_p c_0}. \end{aligned}$$

Приближенное решение системы (31) дают итерации, исключаяющие сначала дифракционные эффекты ($b_2 = 0$). Исходными для итерационного метода служат решения уравнений (31), учитывающие только самопросветление. В этом случае система решается точно (см. (29)). Подстановка этих решений в (31) дает уравнение Риккати для функции ψ . Его решение проводится методом ВКБ в предположении, что

$$K = 2b_1 \xi \exp(\xi) > 1, \quad (32)$$

где

$$\xi = \frac{I_0 |\partial \delta / \partial T| (t - x/c_0)}{\rho_0 c_p}.$$

Для глицерина $K = 2 \times 10^{-2} \xi \exp(\xi)$ и условие (32) запрещает рассмотрение при $\xi < 2, 5$, в то же время в вязких слоях конечной толщины величина $\delta_0 x > 1$, поэтому актуален анализ только для $\xi > 1$ ($\xi \approx \delta_0 x$), так как при малых ξ сигнал близок к нулю — самопросветление еще не начинается. ВКБ-интегрирование показывает, что функция Θ достигает своего максимального значения при $\xi = \xi_m \approx \delta_0 x - \ln(\delta_0 x)$. Интенсивность на оси пучка возрастает с бегущей координатой ξ , пока пройденное в жидкости расстояние $x < x_0$, где длина x_0 определяется из уравнения

$$(2^5 b_1 \delta_0 x_0)^{1/2} \arctan[(\delta_0 x_0)^{1/2}] = \pi. \quad (33)$$

Для глицерина $x_0 \approx 1, 5$ см. На больших расстояниях ($x > x_0$) формируется импульсная структура; пики

($J \rightarrow \infty$) возникают в счетном числе точек, координаты ξ которых удовлетворяют неравенству $2b_1 \xi > (2n - 1)^2/4$. Это неравенство сильнее, чем (32), следовательно, предложенная теория правильно указывает временное положение пиков функций J и R .

Зависимость (21) длины самофокусировки $L_f = x_1$ от энергии $W_0 = \pi a^2 I_0 t$ (в отсутствие самопросветления) убывающая. Ее минимальное значение достигается при

$$W = W^0 = \frac{\pi a^2 \rho_0 c_p [\delta_0 x_0 - \ln(\delta_0 x_0)]}{\partial \delta / \partial T} \approx 200 \text{ Дж}. \quad (34)$$

Чтобы оценить конечные значения J и R в пиках, требуется учесть дифракцию. В предположении $b_2 < 2b_1^2$ (для глицерина, как следует из оценок, это предположение справедливо) вторая итерация системы (31) позволяет получить методом ВКБ свободное от расходимостей решение и рассчитать пиковые значения интенсивности, пропорциональные $16b_1^2 J_0^2 / \pi^2 (2n - 1)^2 b_2$. Например, для глицерина при $T = -50^\circ\text{C}$ на расстоянии $x = 7, 5$ см от излучателя оценка интенсивности первого пика дает $J(\xi = 15) \ll 1$, во втором пике $J(\xi = 62) \approx 3$. При этом относительный радиус пучка $r = R^{-1/2}$ в пике равен 0,2, т.е. пучок сжимается в 5 раз. Длительность формируемого импульса оценивается по формуле

$$\Delta \xi = \frac{2\pi}{(2b_1 \delta_0 x)^{1/2}} \approx 6. \quad (35)$$

Переход к реальному времени t показывает, что, например, при входной интенсивности $I_0 = 10 \text{ Вт см}^{-2}$ через 60 с после включения звукового источника формируется импульс длительностью $\Delta t \approx 6$ с, интенсивность которого в 3 раза превосходит входную. Зависимости J от t и x во второй итерации представлены на рис. 3.

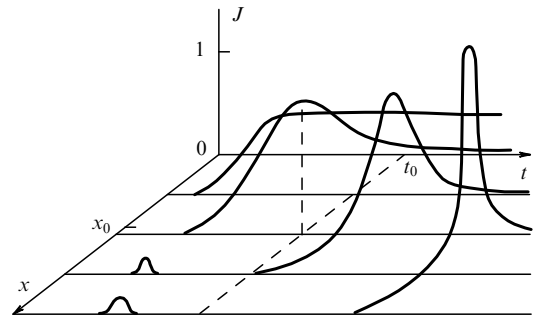


Рис. 3. Самофокусировка и самопросветление ультразвукового пучка. Зависимость относительной интенсивности J на оси пучка от времени t и расстояния x ; $ct_0 = x_0 - \delta^{-1} \ln(\delta_0 x_0)$

Выделение эффектов самофокусировки и самопросветления на фоне конкурирующих процессов в переохлажденной, очень вязкой жидкости ограничивается только теплопроводностью, так как развитие течений в них практически исключено. Стационарное тепловое распределение в пучке устанавливается за время $\tau_T = a^2/\chi$. В нашем примере радиус пучка в пике заметно уменьшается, в оценке значений τ_T надо заменить величину a на $a/R^{1/2} = \pi(2n - 1)b_2^{1/2}/4b_1$. Время проявления эффекта самопросветления $t_{st} \approx \delta_0 x/b_3 c_0$, и, чтобы исключить влияние теплопроводности, необхо-

димо обеспечить выполнение неравенства $t_{st} < \tau_T$, откуда следует ограничение на b_3 (а значит, на входную интенсивность I_0):

$$I > I_T = 16b_1^2 \chi x \delta_0 \rho_0 c_p \left(b_2 \frac{\partial \delta}{\partial T} \right)^{-1} [a\pi(2n-1)]^{-2}. \quad (36)$$

В нашем примере для расстояния $x = 7,5$ см величина $I_T \geq 2 \div 3$ Вт см⁻². Точность этой оценки ограничивается отсутствием сведений о значении коэффициента температуропроводности во всем диапазоне температур.

2.4. Самовоздействие звука в резонаторе

Исследование акустической тепловой самофокусировки и самопросветления в вязких жидкостях нашло естественное продолжение в резонаторной геометрии наблюдения [25]. Зависимость $c(T)$ ведет здесь к сдвигу собственных частот резонатора и обеспечивает распределенную обратную связь прямой и обратной волн. В зависимости от мощности возбуждающего ультразвукового пучка возможны различные режимы работы резонатора — бистабильный, автоколебательный, стохастический (нерегулярные изменения интенсивности звука на выходе резонатора).

Реальный ультразвуковой пучок имеет конечную апертуру, а дисперсионная бистабильность приводит к появлению неоднородностей в его профиле [26], поэтому роль эффективного радиуса пучка в установившемся режиме играет размер его осевого пятна $a \approx k^{-1}$ (k — волновое число). Для резонатора длиной l , заполненного жидкостью с коэффициентом поглощения δ_0 и ограниченного зеркалами с коэффициентом отражения $R_1 = R_2 = R$ по интенсивности (причем одним из зеркал служит сам излучатель ультразвука интенсивности I_i), разумно предположение о малости времени пробега через резонатор ($l \approx 1$ см, $t_r = l/c \approx 10^{-5}$ см) по сравнению с проанализированными выше характерными временами.

Уравнение, описывающее изменение акустического давления, получаем из (1)–(3), (5):

$$\partial_{xx}^2 p + \left(\frac{\omega_0}{c_0} \right)^2 p = i \frac{\omega_0}{c_0} \delta_0 p - 2 \left(\frac{\omega_0}{c_0} \right)^2 \gamma_c T p, \quad (37)$$

где $\gamma_c = |\partial(\ln c)/\partial T|$. Предполагается, что длина образования ударной волны больше l (см. (4)); кроме того, достаточным оказывается плосковолновое приближение с использованием результатов численного расчета [26], согласно которым поперечные эффекты (дифракция, самофокусировка) в бистабильном резонаторе уменьшают эффективный радиус пучка.

Для встречных звуковых волн $p = p_f \exp(-ikx) + p_b \exp(ikx)$ и температурной решетки $T = T_0 + T_1 \exp(-2ikx) + T_1^* \exp(2ikx)$ усредненное по пространственному периоду $2\pi/k = 2\pi c_0/\omega_0$ уравнение (37) и уравнение теплопроводности из (3)

$$\partial_t T - \chi \partial_{xx}^2 T + \frac{\chi}{a^2} T = \frac{\delta_0}{2\rho_0^2 c_p c_0} |p|^2 \quad (38)$$

в предположении, что на однородный уровень температуры T_0 влияет в основном диффузия в поперечном направлении ($a < l$), а время установления T_0 превышает время установления T_1 ($2ka > 1$), дают укорочен-

ные уравнения в частных производных [24] для шести медленных функций:

$$\begin{aligned} I_{f,b} &= \frac{|p_{f,b}|^2}{2\rho_0 c_0 I_i}, \quad \Phi = \arg(p_f) - \arg(p_b), \\ \Theta_0 &= T_0 \frac{2\omega_0 \gamma_c}{c_0}, \quad \Theta_1 = \frac{\omega_0 \gamma_c l}{c_0} [T_1 \exp(i\Phi) + T_1^* \exp(-i\Phi)], \\ \Theta_2 &= i \frac{\omega_0 \gamma_c l}{c_0} [T_1 \exp(i\Phi) - T_1^* \exp(-i\Phi)]. \end{aligned}$$

Введем безразмерные переменные $t' = t/\tau$, $x' = x/l$ (штрихи далее опущены) и запишем граничные условия для них:

$$\begin{aligned} I_b(1, t) &= b_1 I_f(1, t), \\ 1 &= I_f(0, t) + b_1 I_b(0, t) - \\ &\quad - 2[b_1 I_b(0, t) I_f(0, t)]^{1/2} \cos[\Phi(1, t) + b_4], \\ \Phi(0, t) &= \Theta_{0,1,2}(x, 0) = 0. \end{aligned} \quad (39)$$

Процессом управляют пять параметров:

$$\begin{aligned} b_1 &= R, \quad b_2 = \frac{2I_i a^2 \delta_0 \omega_0 \gamma_c}{\rho_0 c_p c_0 \chi} = \tilde{b}_2 I_i, \quad b_3 = (2ka)^2, \\ b_4 &= 2(kl - \pi n), \quad n \text{ — целое число}, \\ b_5 &= \exp(-\delta_0 l). \end{aligned}$$

Параметры b_1 и b_5 определяют добротность резонатора, b_2 — мощность возбуждения резонатора и нелинейность среды, b_3 — соотношение времен установления однородной температуры T_0 и тепловой решетки T_1 , b_4 — отстройку частоты падающего ультразвука от ближайшей собственной частоты резонатора ($0 < b_4 < 2\pi$). Стационарная интенсивность на выходе из резонатора $I_i^s = I_f(1)(1 - b_1)I_i$ связана с входной, как следует из этих уравнений, неоднозначно:

$$I_i^s = \frac{b_5 I_i (1 - b_1)}{1 + (b_1 b_5)^2 - 2b_1 b_5 \cos[(2 + b_3^{-1})\tilde{b}_2 I_i^s / (1 - b_1) + b_4]}. \quad (40)$$

В достаточно добротном резонаторе ($b_1 \approx 1$, $-\ln(b_5) < 1$) интенсивности встречных волн примерно равны ($I_f \approx I_b$), тогда усреднение по длине резонатора приводит к системе обыкновенных дифференциальных уравнений для $\Theta_{1,2}(t) = \Theta_{1,2}(1, t)$, $\Phi(t) = \Theta_0(t) + \Theta_1(t)$:

$$\begin{aligned} \dot{\Phi} &= \frac{3b_2 J - \Phi - (b_3 - 1)\Theta_1}{1 - \Theta_2}, \\ \dot{\Theta}_1 &= -b_3 \Theta_1 + b_2 J + \dot{\Phi} \Theta_2, \\ \dot{\Theta}_2 &= -b_3 \Theta_2 - \dot{\Phi} \Theta_1, \end{aligned} \quad (41)$$

где $J = b_5 \exp(-\Theta_2)/[1 + (b_1 b_5)^2 - 2b_1 b_5 \cos(\Phi + b_4)] = I_i^s/[I_i(1 - b_1)]$. Точка отмечает производные по безразмерному времени t/τ .

Линеаризация уравнений (41) по малым отклонениям от стационарных значений дает характеристическое уравнение:

$$\left(\frac{\lambda}{b_3} \right)^3 + \left(\frac{\lambda}{b_3} \right)^2 [1 + b_3^{-1} + 3P - 3Q] +$$

$$\begin{aligned}
& + \frac{\lambda}{b_3} [1 + 2b_3^{-1} + P(5 + b_3^{-1}) - Q(2 + b_3^{-1})] + \\
& + P(2 + b_3^{-1}) + b_3^{-1} = 0,
\end{aligned}
\quad (42)$$

где $P = -(b_2/b_3)(dJ/d\Phi)$, $Q = (b_2J/b_3)^2$, а величину $J = I_t^s/I_i(1 - b_1)$ определяет соотношение (40). Анализ (42) показывает, что автоколебательный режим возникает при $1 + b_3 + 3P - 3Q \approx 0$, а период автоколебаний $t_0 = 2\pi a^2/J[b_3(1 + 2Pb_3 + P)]^{1/2}$ растет с увеличением длины резонатора.

Численное решение системы (41) позволяет исследовать устойчивость стационарных решений, отыскать точки бифуркаций рождения цикла, исследовать решение вблизи бифуркационных точек.

С ростом параметра b_3 увеличивается число бифуркационных точек (рис. 4), они возникают парами и перемещаются на верхние ветви мультистабильной зависимости $\Phi^s(b_2)$. При этом нижняя правая бифуркационная точка смещается в область больших b_2 . В областях устойчивости достигается стационарное значение пропускания; положение бифуркационных точек слабо зависит от отстройки b_4 . С уменьшением b_5 (с ростом $\delta_0 l$) происходит уничтожение бифуркационных точек на

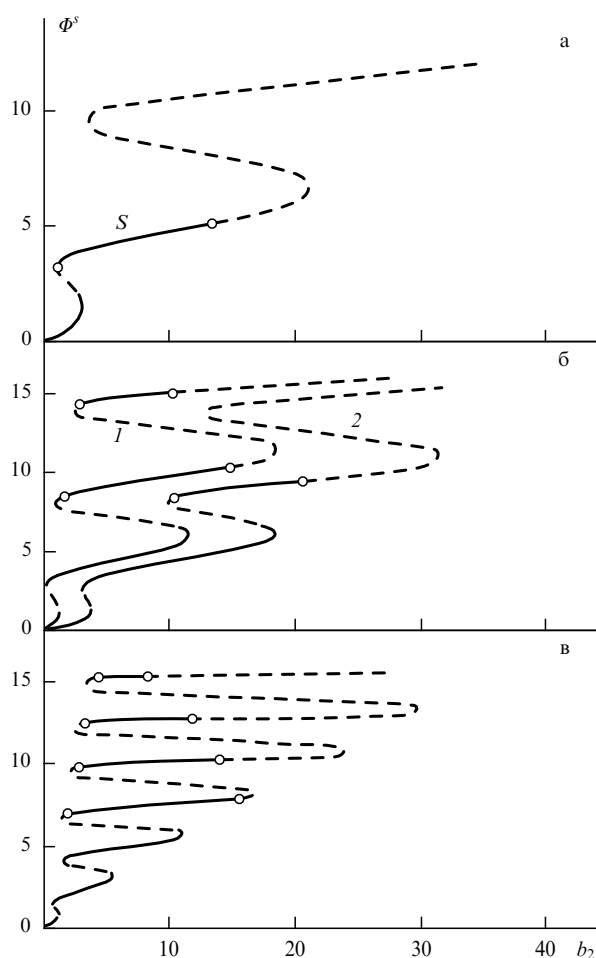


Рис. 4. Бифуркационные диаграммы $\Phi(b_2)$ при $b_1 = 0, 9$; $b_4 = \pi$: (а) $b_3 = 2$, $b_5 = 0, 6$; (б) $b_3 = 5$, $b_5 = 0, 6$ (1) и $0, 3$ (2); (в) $b_3 = 10$, $b_5 = 0, 6$. Сплошные линии — устойчивые участки, штриховые — неустойчивые

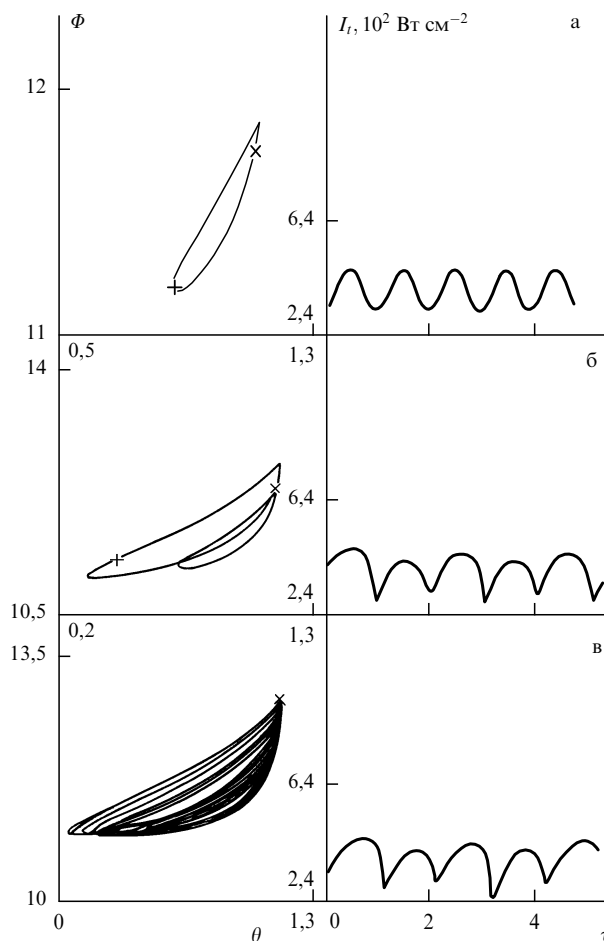


Рис. 5. Фазовые диаграммы $\Phi(\theta_1)$ и интенсивность установившихся автоколебаний $I_t(\tau = t/(a^2/\chi))$ при $b_1 = 0, 9$; $b_4 = \pi$, $b_5 = 5$: (а) $b_2 = 15, 5$; (б) $b_2 = 16, 5$; (в) $b_2 = 16, 55$

верхних участках зависимости $\Phi^s(b_2)$, нижняя правая бифуркационная точка смещается в область больших b_2 ; чем длиннее резонатор, тем большее значение I_t необходимо для реализации автоколебательного режима.

При переходе точки бифуркации однопериодическая зависимость $I_t(\tau)$ (рис. 5а) претерпевает удвоение периода (рис. 5б), затем через последовательность удвоений периода реализуется по сценарию Фейгенбаума стохастический режим (рис. 5в).

3. Эксперимент

Согласно изложенной выше теории существуют вполне определенные и экспериментально реализуемые условия для наблюдения нестационарного теплового самовоздействия звуковых пучков в жидких средах с конечной вязкостью. Теория получила подтверждение в серии экспериментов [13, 17–19, 27–29], причем были реализованы все ее основные предсказания, существенную долю которых стимулировал первый эксперимент [13].

3.1. Самофокусировка ультразвукового пучка в текучей жидкости

Впервые о наблюдении тепловой самофокусировки ультразвуковых пучков в относительно слабо вязком бензоле сообщено в 1985 г. [13]. Жидкость в прямоугольной

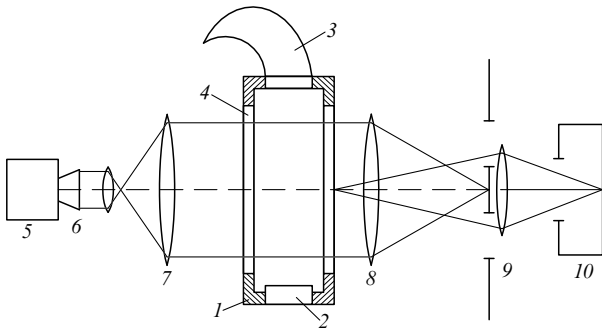


Рис. 6. Схема экспериментальной установки: 1 — кювета; 2 — ультразвуковой излучатель; 3 — рог Вуда, заполненный поглотителем; 4 — оптические окна; 5 — лазер; 6–8 — оптические линзы; 9 — кольцевая диафрагма; 10 — фотоаппарат

кювете 1 размерами $4 \times 6 \times 20$ см (рис. 6) облучал дисковый керамический излучатель 2 (керамика ЦТС-19, диаметр 14 мм, резонансная частота 1,972 МГц), встроенный в один из торцов кюветы, в противоположном торце располагался поглотитель звука — рог Вуда 3, заполненный стекловатой. Для предотвращения нежелательного нагрева среды в области распространения звукового пучка теплом, выделяющимся при работе излучателя, перед ним помещался трехслойный теплофильтр из фторопластовой пленки толщиной 50 мкм. Кювета имела боковые окна 4 из оптического стекла для просвечивания жидкости лазерным излучением. Оптическим источником 5 служил либо He-Ne-лазер, работающий в непрерывном режиме (длина волны генерации $\lambda = 0,63$ мкм, мощность $P = 10$ мВт), либо импульсный лазер на YAG:Nd³⁺ с удвоением частоты в кристалле LiNbO₃ ($\lambda = 0,53$ мкм, длительность импульса $\tau = 15$ нс, энергия $E = 3$ мДж). Длительность импульсов генерации лазера была много меньше периода звуковой волны.

При непрерывном освещении поле изображения ультразвукового пучка вследствие дифракции Рамана-Ната составляют чередующиеся темные и светлые полосы — результат чисто фазовой модуляции. Такой режим модуляции сохраняется при интенсивностях звука вплоть до 10^2 Вт см². В экспериментах [13, 17–19, 28, 29] диафрагма 9 перед фотоаппаратом пропускала только нулевой порядок дифракции, реализуя метод "светлого поля". Картину "светлого поля" формировала оптическая система — линзы 6–8, диафрагма 9 и фотоаппарат 10. Эта методика позволяет измерять как геометрический размер пучка (по изменению расстояния между полосами дифракционной картины), так и полную мощность в фиксированном сечении среды (число дифракционных полос). Освещение бегущей звуковой волны импульсным лазерным излучением позволяет наблюдать также фазовые фронты звукового пучка и, следовательно, более точно определять его границы.

Эксперименты [13, 17–19, 28, 29] проводились с предварительной калибровкой излучателей и приемников. Пьезокерамический излучатель возбуждался стабилизированным высокочастотным генератором с усилителем мощности, что позволило иметь в пучке до 50 Вт акустической мощности. В этих условиях реализуемый тепловой механизм самофокусировки в бензоле по оценкам раздела 2.2 может быть только нестационарным. При длительности звукового облучения τ , мень-

шем, чем $\tau_v \approx 10$ с и $\tau_T \approx 10^2$ с, дефокусирующее продольное течение, как и теплопроводность, не действует, если величина $A = c_p/c_0^2 \gamma_p < 1$. Для бензола это требование выполняется: $A = 0,14$. Звукоиндуцированная конвекция в условиях [13, 29] также нестационарна и не разрушает пучок, если $\tau < \tau_c = 1,4$ с. Каскадная генерация гармоник может быть полностью подавлена при $\tau > \tau_p \approx 39,5$ с. При $\tau < \tau_p$ генерация гармоник идет, но в неразвитом режиме (ударная волна не опрокидывается), не препятствуя самофокусировке, а лишь вызывая искажения поперечного распределения интенсивности в пучке и несколько снижая порог самофокусировки, равный по оценке (20) $W_{cr} \approx 3,9$ Дж.

Контрольные опыты были проведены с водой — в ней температурная производная скорости звука до $T \approx 74,5^\circ\text{C}$ положительна, следовательно, самофокусировка звука в принципе невозможна. Действительно, при мощности в пучке $P \approx 50$ Вт за время $\tau \approx 10$ с изменений в его профиле обнаружено не было.

Первые эксперименты с бензолом [13] показали, что существенное повышение температуры среды в области звукового пучка происходит от потока тепла, выделяющегося в излучателе. Этот нагрев турбулизует среду и существенно искажает волновой фронт пучка, что препятствует развитию самофокусировки. Для исключения этого потока перпендикулярно направлению распространения пучка было установлено несколько теплофильтров из фторопластовой пленки толщиной 50 мкм. В контрольных экспериментах они были расположены на расстоянии 2,5 см от излучателя и друг от друга и, не препятствуя распространению ультразвуковой волны, в то же время существенно уменьшали проникновение тепла, выделяемого излучателем. Во всех последующих экспериментах был использован один многослойный теплофильтр, расположенный вблизи излучателя.

Анализ результатов оптической визуализации акустического пучка в бензоле с помощью непрерывного излучения He-Ne-лазера показал, что изменение сечения пучка становится заметным при энергии излучения $W \approx 2$ Дж ($P = 20$ Вт). Основное изменение состоит в сужении пучка и уменьшении расстояния между полосами дифракционной картины (рис. 7). Отчетливо видны границы сужающегося пучка. Размытые полосы в верхней и нижней частях снимков отвечают боковым лепесткам диаграммы акустического излучателя и отражениям от стенок кюветы.

С увеличением энергии при постоянной мощности, подводимой к излучателю, наблюдается движение образовавшейся перетяжки пучка по направлению к излучателю. Скорость движения перетяжки, или, другими словами, изменение длины самофокусировки L_f , согласуется с теоретическими предсказаниями из раздела 2.2: при $P = 15$ Вт, например, $L_f = 8,8t^{-1/2}$. При энергии $W \approx 30$ Дж пучок сужается более чем в 2 раза. При дальнейшем увеличении излученной энергии он распадается на несколько нитей (нелинейная абберация) под углом к оси, переносящих энергию, как показывают оценки по частоте полос на "теневой" картине, порядка критической. Акустическая мощность в пучке определялась по числу чередующихся "светлых" полос внутри пучка [30], результаты сопоставлялись с данными зондовых измерений.

Визуализация ультразвукового пучка в бензоле с помощью импульсного излучения YAG:Nd³⁺-лазера

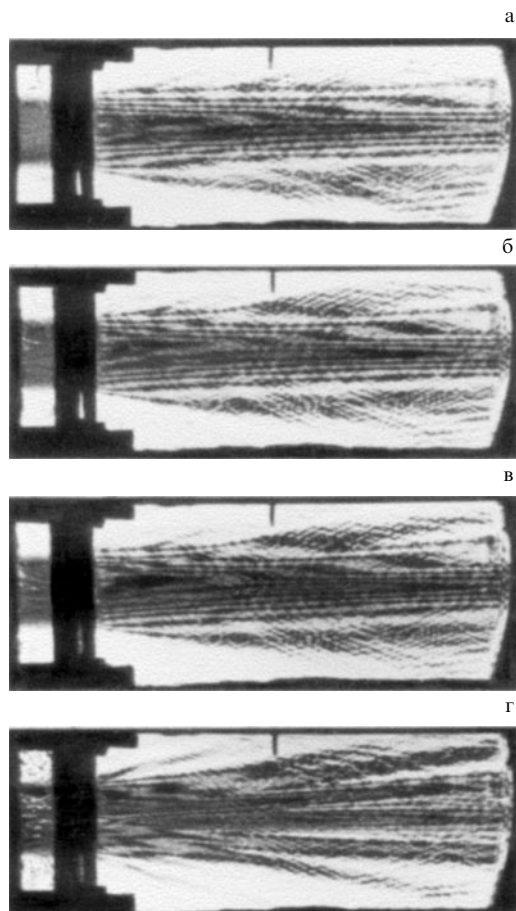


Рис. 7. "Теневые" картины распределения интенсивности звукового пучка в бензоле. Входная мощность излучения $P = 15$ Вт, время регистрации после включения источника: (а) 0,2 с; (б) 0,5 с; (в) 1 с; (г) 2 с. Излучатель расположен слева; виден теплофильтр

показала [29], как происходит изменение радиуса кривизны волновых фронтов (рис. 8). С ростом акустической энергии в центре пучка, где прогрев больше, происходит запаздывание волновых фронтов относительно периферии пучка. Когда запаздывание достигает $\lambda/2$ (половина расстояния между темными полосами на рис. 8), фронт разрывается и основной пучок распадается на отдельные составляющие.

Измерение радиуса кривизны волновых фронтов дает достаточно точное значение длины самофокусировки L_f — положение перетяжки, когда радиус кривизны меняет знак и становится бесконечным. При акустической энергии $W \approx 150$ Дж длина самофокусировки L_f в [29] составила примерно 10 см.

3.2. Самофокусировка и самопросветление в жидкостях с большой вязкостью

Естественным развитием работ [13, 29] послужили исследования механизмов теплового самовоздействия ультразвука в вязких жидкостях [17–19, 29, 31]. Основная часть экспериментов, например, с глицерином [17, 29] была поставлена по схеме рис. 4. Выбор этой жидкости был обусловлен тем, что даже при комнатной температуре она обладает существенно большими, чем у бензола, вязкостью η и коэффициентом поглощения звука δ , а также большей отрицательной температурной производ-

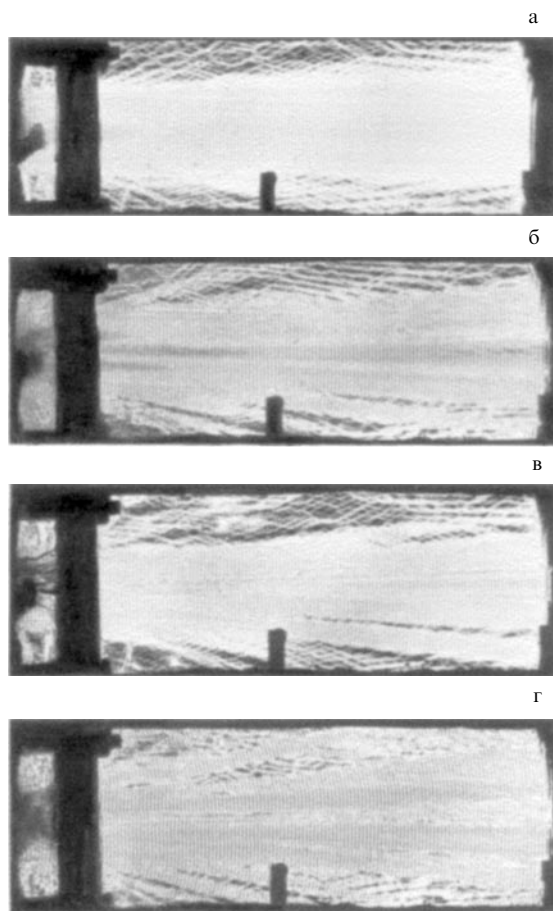


Рис. 8. Картина распределения интенсивности звукового пучка ($P_0 = 20$ Вт) в бензоле при освещении импульсным лазерным излучением в моменты времени: (а) 0,1 с; (б) 0,5 с; (в) 1 с; (г) 1,5 с

ной коэффициента поглощения $\partial(\ln \delta)/\partial T \approx -0,07 \text{ K}^{-1}$. Времена наблюдения t эффектов самовоздействия здесь удовлетворяли другим условиям: $\tau_T \gg t \gg \tau_v$, где $\tau_T \approx 5 \times 10^2 \text{ с}$, $\tau_v \approx 5 \times 10^{-2} \text{ с}$ при $a = 0,75 \text{ см}$. В этих условиях звукоиндуцированная конвекция носила квазистационарный характер, а ее скорость $v_c \approx 2g\alpha\delta Pt/\pi\eta c_p$ благодаря большой вязкости η была настолько малой, что влияние конвекции на самофокусировку практически исключалось. Необходимое для этого условие (25) легко выполнялось.

Генерацией высших гармоник согласно оценке (22) можно пренебречь, если $t \geq 1 \text{ с}$. Действительно, когда введенная звуковая энергия превышала критическую энергию самофокусировки, равную 20 Дж, в 1,5–4 раза, регулярность теневых картин не нарушалась в течение сотен секунд.

Наряду с оптической регистрацией проводились зондовые измерения распределения температуры и давления в звуковом пучке. И оптические, и зондовые измерения показали, что с увеличением введенной звуковой энергии W происходит сужение пучка, доходившее до двукратного при $W = 800 \text{ Дж}$. Детальную картину механизма сужения дают оптические измерения: фазовые фронты звука в области, прилегающей к излучателю, имеют отрицательную кривизну, а вдали от него — положительную. Таким образом, в глицерине, как и в

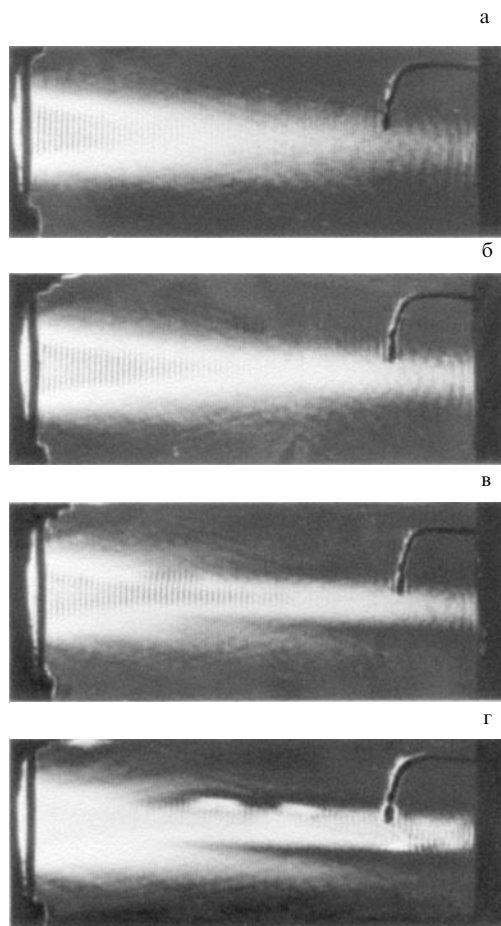


Рис. 9. Картина распределения интенсивности звукового пучка ($P_0 = 8$ Вт) в глицерине (импульсное лазерное освещение): (а) 0,1 с; (б) 5 с; (в) 10 с; (г) 15 с

бензоле, звуковой пучок образует собирающую тепловую линзу (рис. 9).

Большая температурная производная δ в глицерине позволила впервые наблюдать эффект теплового самопросветления — увеличение глубины проникновения звукового пучка в среду с ростом введенной энергии: эффективная глубина проникновения L составляла 5,5; 6,7 и 7,9 см при W , равной 40 и 80 Дж [17].

Относительную эффективность процессов самофокусировки и самопросветления определяет параметр b_1 , введенный в разделе 2.3 и равный отношению энергии, необходимой для просветления жидкости на расстоянии x , равному дифракционной длине L_d , к критической энергии самофокусировки. В эксперименте с глицерином при комнатной температуре $b_1 = 12,5$, поэтому процесс самофокусировки преобладает над самопросветлением.

Зондовые измерения давления и температуры на оси пучка и на его периферии (рис. 10) дают оценку времен установления квазистационарных уровней звукоиндуцированных изменений этих величин.

3.3. Самовоздействие ультразвука в релаксационной области поглощения

Как показано в разделах 2.2 и 2.3, использование вязких жидкостей позволяет увеличить временной масштаб эксперимента и обеспечить введение большей звуковой

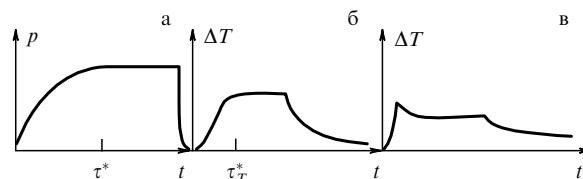


Рис. 10. Временные зависимости давления и температуры в глицерине на расстоянии 7,5 см от излучателя: (а, б) на оси пучка; (в) на периферии пучка

энергии при заданном уровне входной мощности. Кроме того, для подробного исследования самовоздействия желательно варьировать ряд параметров среды (δ , $\partial\delta/\partial T$, $\partial c/\partial T$) в возможно более широком диапазоне значений. Эти возможности открывает использование квазиструктурированных жидкостей с большой вязкостью, в которых температурная зависимость поглощения имеет выраженную колоколообразную форму (см. рис. 1). Например, в водном растворе глицерина и в триацетине при изменении температуры от -80 до 20°C коэффициент поглощения ультразвука δ изменяется от 10^{-2} до 15 см^{-1} , а его производная составляет $\pm 1\text{ см}^{-1}\text{ K}^{-1}$ [23]. Определяющие эффективность процесса самофокусировки значения производной $\partial c/\partial T$ изменяются от -2 до $-40\text{ мс}^{-1}\text{ K}^{-1}$. Эксперименты в триацетине и водном растворе глицерина (с 13 % воды) были проведены по модифицированной схеме. Массивная кювета из нержавеющей стали прямоугольной формы с размерами $20 \times 6 \times 4\text{ см}$ была снабжена для лучшей термоизоляции двумя двойными оптическими окнами $20 \times 4\text{ см}$. Остальные поверхности кюветы здесь двойные, с пространством между стенками для прокачки хладагента. Для проведения экспериментов во всем диапазоне температур от -80 до 20°C использована система термостабилизации и охлаждения жидким или газообразным азотом. Для этого кювета была оборудована дополнительными внешними теплообменниками с разветвленными внутренними каналами. Необходимая температура и равномерное температурное распределение по объему кюветы поддерживались с погрешностью не хуже, чем $0,1^\circ\text{C}$. Время температурной релаксации среды после акустического воздействия составляло от 15 мин до 3 ч.

В температурных зависимостях поглощения и скорости ультразвука в триацетине (рис. 11), а также в водном

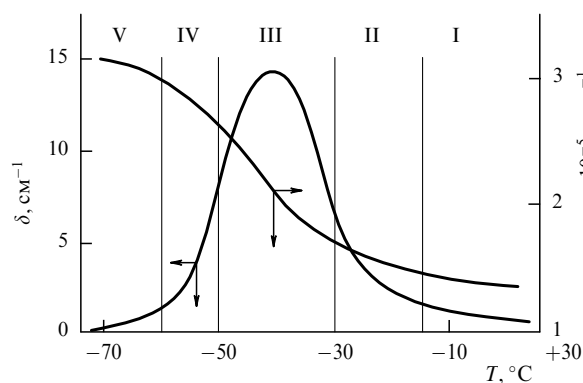


Рис. 11. Характерные области ультразвуковых параметров триацетина

растворе глицерина можно выделить пять характерных областей. Результаты исследования в каждой из областей представляют самостоятельный интерес.

I. $T_0 = -15 \div 20^\circ\text{C}$.

Поглощение здесь мало, $\delta \leq 0,05 \text{ см}^{-1}$; малы производные $\partial\delta/\partial T \approx 0,1 \text{ см}^{-1} \text{ K}^{-1}$; $\partial c/\partial T = -3 \div -6 \text{ м с}^{-1} \text{ K}^{-1}$ и вязкость $\eta = 0,1 \div 5 \text{ Пз}$. В обеих жидкостях преобладает процесс самофокусировки. Однако он не очень эффективен — из-за малой вязкости ограничено время его развития без влияния конкурирующих процессов. Результаты экспериментов в этом диапазоне фактически повторяют данные, полученные в бензоле [17]. Характерная для области I временная зависимость давления звука на оси пучка представлена на рис. 12а.

II. $T_0 = -30 \div -15^\circ\text{C}$.

Поглощение здесь достаточно велико ($\delta = 1 \div 7 \text{ см}^{-1}$). Большая вязкость ($\eta = 10^2 \div 10^3 \text{ Пз}$) и большие отрицательные производные ($\partial\delta/\partial T \approx -10^{-1} \text{ см}^{-1} \text{ K}^{-1}$, $\partial c/\partial T = -4 \div 15 \text{ м с}^{-1} \text{ K}^{-1}$) обеспечивают проникновение ультразвука в среду на расстояния, где становятся заметными изменения поперечного размера пучка. Самофокусировка здесь развивается только благодаря самопросветлению, поэтому установление звукового давления в среде

запаздывает, причем задержка соответствует времени развития самопросветления (рис. 12б)

III. $T_0 = -50 \div -30^\circ\text{C}$.

Максимальное поглощение ($\delta \geq 10 \text{ см}^{-1}$) и большая отрицательная производная $\partial c/\partial T \approx -40 \text{ м с}^{-1} \text{ K}^{-1}$ при значениях $\partial\delta/\partial T$ от -1 до $+1 \text{ см}^{-1} \text{ K}^{-1}$ позволяют здесь ввести в среду большую акустическую энергию и реализовать самопросветление даже с высоким порогом (около 100 Дж), но только вблизи от излучателя ($x < 2,5 \text{ см}$). Поэтому, как и следует из оценок раздела 2.3, самофокусировка в чистом виде здесь не наблюдается. С другой стороны, сильная температурная зависимость скорости звука позволяет явно выделить самофокусировку, развивающуюся после самопросветления. На временной зависимости звукового давления благодаря самофокусировке наблюдается характерный импульсный всплеск сигнала, соответствующий образованию и движению тепловой линзы на фоне монотонного развития самопросветления (рис. 12в). Исходное положение на кривой поглощения в этой области (справа или слева от максимума) влияет только на время самопросветления.

IV. $T_0 = -60 \div -50^\circ\text{C}$.

Здесь относительно большое значение поглощения ($\delta \approx 1 \div 5 \text{ см}^{-1}$), положительная производная $\partial\delta/\partial T > 0$ и отрицательная производная $\partial c/\partial T \approx -30 \div -40 \text{ м с}^{-1} \text{ K}^{-1}$. Этот набор параметров среды не представляет интереса, ультразвук проникает в глубь жидкости не более чем на 1 см.

V. $T_0 < -60^\circ\text{C}$.

Коэффициент поглощения $\delta \approx 0,1 \div 0,5 \text{ см}^{-1}$, положительная производная $\partial\delta/\partial T > 0$ и отрицательная производная $\partial c/\partial T = -10 \text{ м с}^{-1} \text{ K}^{-1}$ обеспечивают здесь "самозатемнение" — уменьшение глубины проникновения ультразвукового пучка в среду с ростом его интенсивности (рис. 12г).

Наибольший интерес представляет исследование в областях II и III максимального поглощения ультразвука (в глицерине $\delta(-50^\circ\text{C}) \approx 10 \text{ см}^{-1}$) (см. рис. 1).

При низких значениях входной интенсивности, $I < I_T$ из (36), когда значительно влияние теплопроводности, температура в приосевой области пучка остается низкой, низка и эффективность самовоздействия. Действительно, при входной интенсивности порядка 2 Вт см^{-2} (рис. 13а) экспериментальные результаты качественно согласуются с оценками раздела 2.3, но интенсивность звука на оси пучка ниже, чем предсказывает теория.

Увеличение входной интенсивности звуковой волны до уровня $I_0 > I_T$ приводит к значительному укорочению времен развития самофокусировки и самопросветления, так что теплопроводность становится несущественной. При интенсивности $I_0 = 8 \text{ Вт см}^{-2}$ в жидкости на расстоянии $x = 7,5 \text{ см}$ от излучателя эксперимент фиксирует жесткую пространственно-временную самоконцентрацию звуковой энергии: формируется импульс длительностью $\Delta t = 8 \text{ с}$, пиковая интенсивность которого более чем в 2 раза превышает входную I_0 (рис. 13б). Здесь теоретические оценки хорошо согласуются с экспериментальными данными. Следует отметить, однако, что измерения интенсивности звуковой волны были проведены с погрешностью приблизительно 50 %, в то же время временной масштаб процесса обратно пропорционален интенсивности. Существенное влияние самопросветления на наблюдаемую картину подтверждается

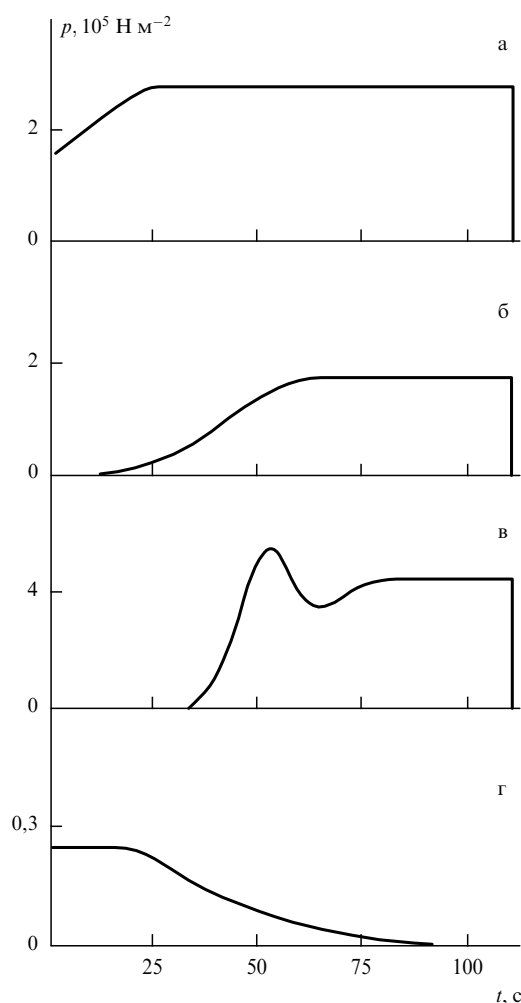


Рис. 12. Временная зависимость давления ультразвука в триацетине на оси пучка на расстоянии 5 см от излучателя при разных начальных температурах и интенсивностях: (а) $I_0 = 2 \text{ Вт см}^{-2}$, $T_0 = 20^\circ\text{C}$; (б) $I_0 = 2 \text{ Вт см}^{-2}$, $T_0 = -25^\circ\text{C}$; (в) $I_0 = 3 \text{ Вт см}^{-2}$, $T_0 = -40^\circ\text{C}$; (г) $I_0 = 3 \text{ Вт см}^{-2}$, $T_0 = -65^\circ\text{C}$

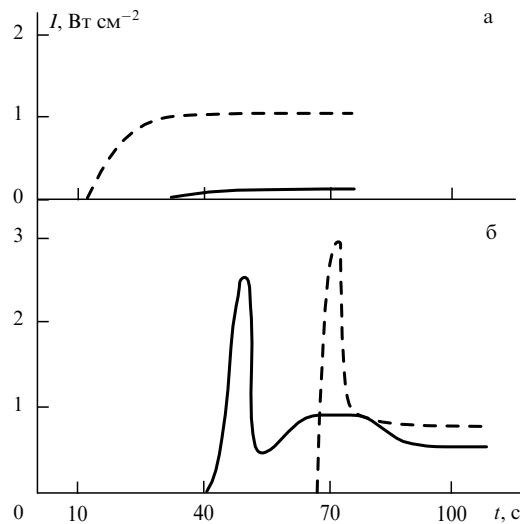


Рис. 13. Временная зависимость интенсивности ультразвука в глицерине при начальной температуре $T_0 = -43^\circ\text{C}$ на расстоянии 7,5 см от излучателя на оси пучка: (а) $I_0 = 2 \text{ Вт см}^{-2}$; (б) $I_0 = 8 \text{ Вт см}^{-2}$ (сплошные кривые — эксперимент, пунктирные — расчет)

явно: с увеличением вложенной энергии фокус нелинейной линзы движется от излучателя, а не к нему, как происходит при самофокусировке в отсутствие самопросветления.

Зависимость эффективности нелинейных процессов от начальной интенсивности исследована во всей релаксационной области температур и в триацетине, среде с максимумом поглощения ультразвука $\delta(-41^\circ\text{C}) = 14 \text{ см}^{-1}$ [18].

В области I самофокусировка происходит в диапазоне интенсивностей, ограниченном снизу теплопроводностью и течениями, а сверху — генерацией гармоник: в глицерине — при $1 \leq I \leq 8 \text{ Вт см}^{-2}$ (рис. 14а), а в триацетине — при $0,3 \leq I \leq 3 \text{ Вт см}^{-2}$. Здесь радиус звукового пучка в области фокальной перетяжки достигал $0,3 \div 0,4 \text{ см}$, а интенсивность в $2 \div 2,5$ раза превосходила входную.

Экспериментальный порог наблюдения самопросветления в области II составил 1 Вт см^{-2} для глицерина и $0,5 \text{ Вт см}^{-2}$ для триацетина. Максимальная глубина проникновения пучка в среду достигала $10 \div 15 \text{ см}$ при интенсивности $I = 8 \text{ Вт см}^{-2}$ в глицерине и $I = 5 \text{ Вт см}^{-2}$ в триацетине (рис. 14б). При более высоких интенсивностях пучок разрушают течения.

В окрестности максимума поглощения (в области III) порог наблюдения самопросветления в этих жидкостях возрастает до 1,5 и $1,3 \text{ Вт см}^{-2}$. Когда начальная температура была в окрестности максимума поглощения, а входная интенсивность — вблизи порога развития течений ($I \approx 10 \text{ Вт см}^{-2}$), наблюдался самый яркий и наиболее перспективный для приложений эффект одновременно и пространственной, и временной самоконцентрации акустической энергии (рис. 14в). На расстоянии в несколько сантиметров от излучателя акустический импульс достигает пиковой интенсивности, в несколько раз превосходящей исходную I_0 . С помощью зондовых (рис. 15а) и оптических (рис. 15б) измерений установлено, что поперечный размер фокальной области при этом составлял $2 \div 3$ длины волн, а продольный не превышал $5 \div 7$ длин волн.

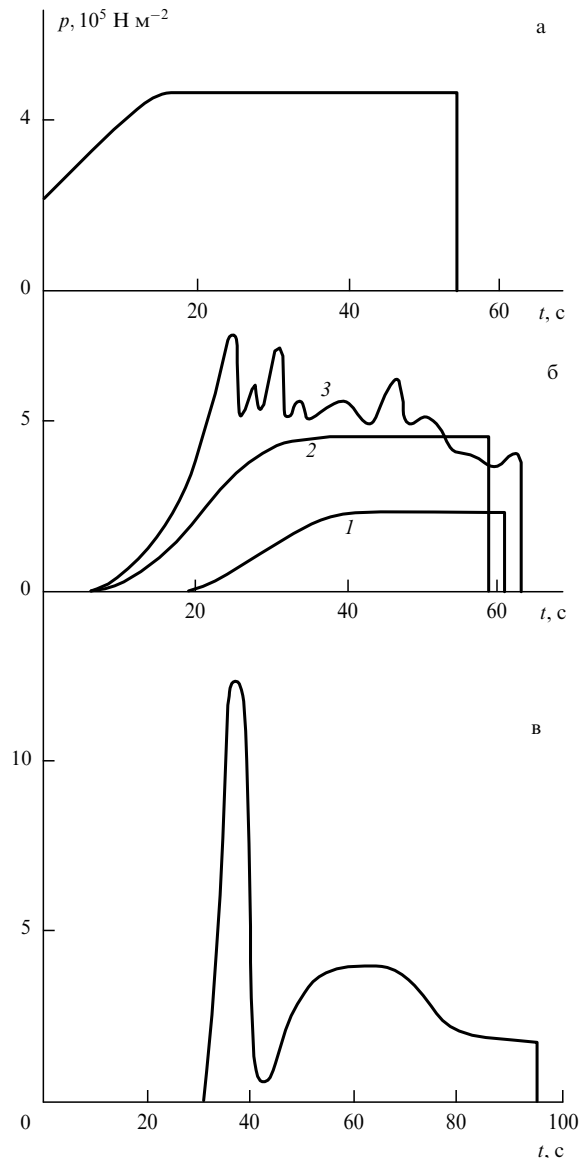


Рис. 14. Временная зависимость давления ультразвука в глицерине на расстоянии 5 см от излучателя на оси пучка: (а) $T_0 = 20^\circ\text{C}$, $I_0 = 4 \text{ Вт см}^{-2}$; (б) $T_0 = -30^\circ\text{C}$, $I_0 = 5 \text{ Вт см}^{-2}$ (1), $I_0 = 8 \text{ Вт см}^{-2}$ (2), $I_0 = 10 \text{ Вт см}^{-2}$ (3); (в) $T_0 = -48^\circ\text{C}$, $I_0 = 8 \text{ Вт см}^{-2}$ (при $x = 7,5 \text{ см}$)

В результате подбора оптимальных значений параметров (расстояния наблюдения $x = 7,5 \text{ см}$, начальной температуры $T_0 = -54^\circ\text{C}$, и входной интенсивности ультразвуковой волны $I_0 = 10 \text{ Вт см}^{-2}$) удалось получить максимальное увеличение интенсивности ультразвука в среде более чем на порядок по сравнению с начальным значением (рис. 16). При этом в фокальной области пучок имел четкие границы: на расстоянии $2 \div 3 \text{ мм}$ от оси пучка ультразвуковое поле зарегистрировать не удалось (порог чувствительности измерительной аппаратуры составлял $10^{-3} \text{ Вт см}^{-2}$). Интенсивность в перетяжке пучка была достаточно велика, чтобы формировалась ударная волна — при развитии самоконцентрации на небольших расстояниях от излучателя обнаружено обогащение спектра ультразвуковой волны высшими, до четвертой включительно, гармониками. По оценкам раздела 2.3 интенсивность в фокусе на расстоянии 7,5 см должна была достигать $100 \div 150 \text{ Вт см}^{-2}$. Зондовые измерения дали значение не более 60 Вт см^{-2} ,

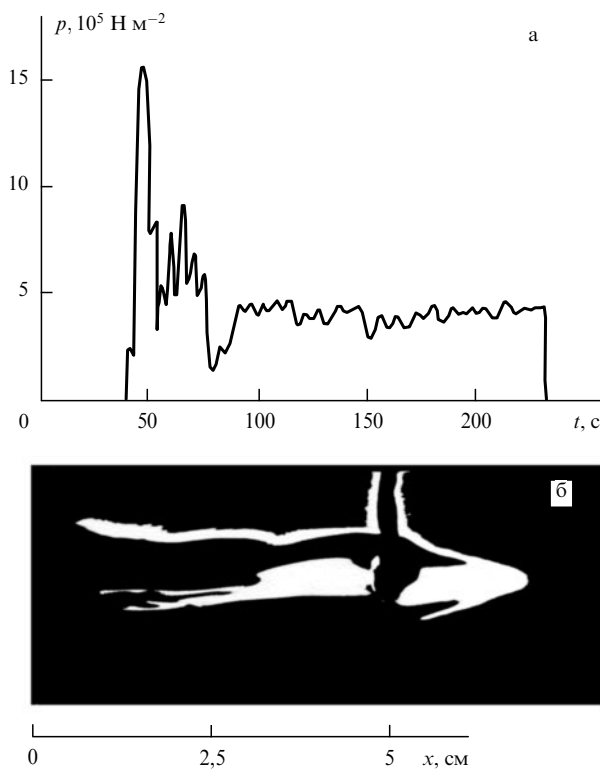


Рис. 15. Самоконцентрация ультразвукового пучка в глицерине при $I_0 = 8 \text{ Вт см}^{-2}$ и $T_0 = -48^\circ\text{C}$: (а) временная зависимость давления на оси пучка при $x = 7,5 \text{ см}$; (б) оптическое изображение распределения интенсивности в фокальной области через 30 с после включения источника

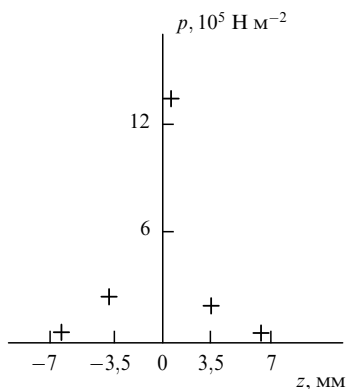


Рис. 16. Распределение давления в поперечном сечении пучка на расстоянии 7,5 см от излучателя в режиме самоконцентрации ультразвукового пучка в глицерине при $T = -54^\circ\text{C}$ и $I_0 = 10 \text{ Вт см}^{-2}$ через 45 с после включения источника

что отчасти объясняется узкополосностью приемника. При этом время просветления составило 50 с, длительность формируемого импульса 5 с и предельный размер области локализации самоконцентрирующегося ультразвукового поля $5 \div 7 \text{ мм}$. Таким образом, основная мощность пучка концентрировалась в объеме $10^2 \cdot \lambda^3 = (2 \div 6)10^{-2} \text{ см}^3$.

Для области V при $I_0 > 0,05 \text{ Вт см}^{-2}$ характерен эффект самозатемнения (рис. 17а). При этом изменение интенсивности ультразвуковой волны достигает нескольких порядков. Процесс самозатемнения, как и следовало ожидать, быстрее развивается на оси пучка. При повышении начальной интенсивности ультразвуко-

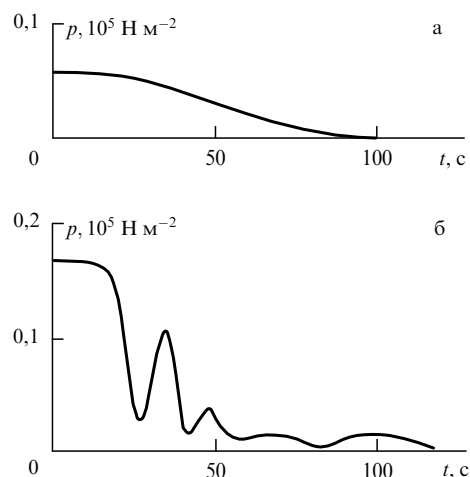


Рис. 17. Временная зависимость давления ультразвука в глицерине на расстоянии 5 см от излучателя в режиме самозатемнения: (а) $T_0 = -65^\circ\text{C}$, $I_0 = 0,1 \text{ Вт см}^{-2}$; (б) $T_0 = -64^\circ\text{C}$, $I_0 = 0,3 \text{ Вт см}^{-2}$

вого пучка на порядок и более (до $0,5 \div 1 \text{ Вт см}^{-2}$), зависимости звукового давления в глубине среды переставали быть монотонными и на фоне затухающего сигнала наблюдались колебания с периодом 10–30 с (рис. 17б) в зависимости от начальных условий. Такой колебательный режим можно объяснить совместным (и взаимным) влиянием процессов теплопроводности, самозатемнения и самофокусировки.

Приближенная ВКБ-теория самовоздействия волновых пакетов [31] (см. раздел 2.3) предсказывает движущуюся многофокусную — при высокой входной интенсивности ультразвука — структуру поля в жидкости. Уточнение этой теории в численном эксперименте [32], во-первых, обеспечивает практически полное количественное согласие с результатами временных измерений самоконцентрации (рис. 18а, б). Во-вторых, это уточнение показывает, что при превышении порога и поперечная структура пучка может претерпевать не только количественные, но и качественные изменения — в центре пучка образуется "зона молчания", и он фокусируется в кольцо (рис. 18в). Эти предсказания в полном объеме реализованы в эксперименте [18, 32] в вязких жидкостях — глицерине и триацетине: с ростом вложенной ультразвуковой энергии в среде возникает несколько "горячих" точек (рис. 18а, 19б), звуковая энергия переходит в периферийную кольцевую зону (рис. 18в, 19в). Параметры кривых рис. 19 принимают следующие значения: $\omega^2 a^2 |\partial c / \partial T| / c_0^3 |\partial \delta / \partial T| = 4$, $\omega a^2 \delta_0 c_0 = 130$, $\omega a^2 |\partial \delta / \partial T| I_0 / \rho_0 c_0 c_p = 1,75 \times 10^{-5}$.

3.4. Нелинейные тепловые эффекты в акустическом резонаторе

Нелинейные процессы в резонаторе, заполненном средой с нелинейными оптическими свойствами, детально изучены теоретически и экспериментально [33]. Явление бистабильности оптического резонатора позволило использовать его в зависимости от вида нелинейности и типа обратной связи в качестве оптического ограничителя, дифференциального усилителя, оптического транзистора, элемента памяти.

Нелинейный акустический резонатор исследован менее подробно. В [25] измерен частотный сдвиг мод

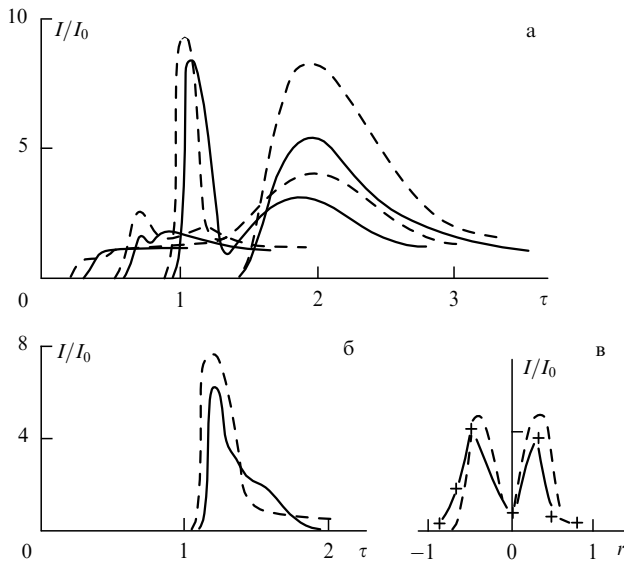


Рис. 18. Зависимости относительной интенсивности ультразвука на оси пучка: (а) от времени (формирование двух импульсов давления); (б и в) от времени и от поперечной координаты соответственно в режиме фокусировки в кольцо. Сплошные кривые — эксперимент [19], пунктирные — расчет [32]

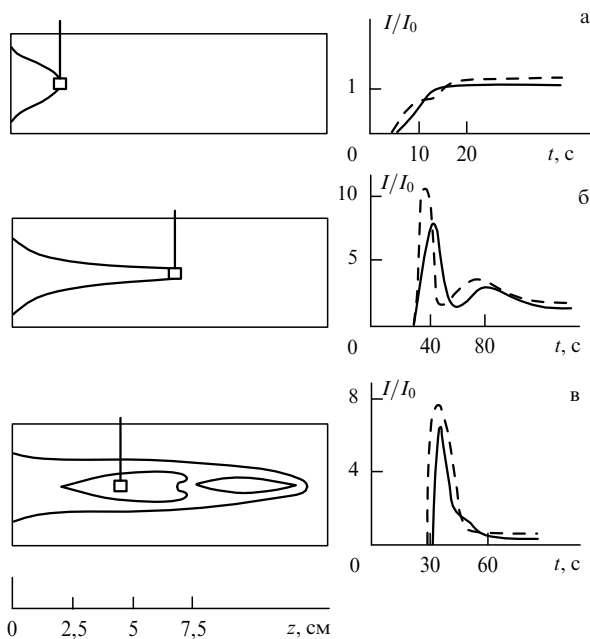


Рис. 19. Эквиваленты оптического изображения ультразвукового пучка в моменты времени: (а) 10 с; (б) 30 с; (в) 80 с и соответствующие положения датчика на этих изображениях временные зависимости относительной интенсивности (сплошные кривые — эксперимент, пунктирные — расчет)

резонатора, помещенного в кювету с глицерином, обусловленный изменением скорости звука в результате звукового нагрева среды. Измерено смещение центра моды и зафиксирован гистерезис этого смещения при достаточно высокой интенсивности ультразвука.

Детальное исследование различных режимов ультразвуковых автоколебаний в нелинейном резонаторе проведено в [25, 27]. Этот эксперимент естественно продол-

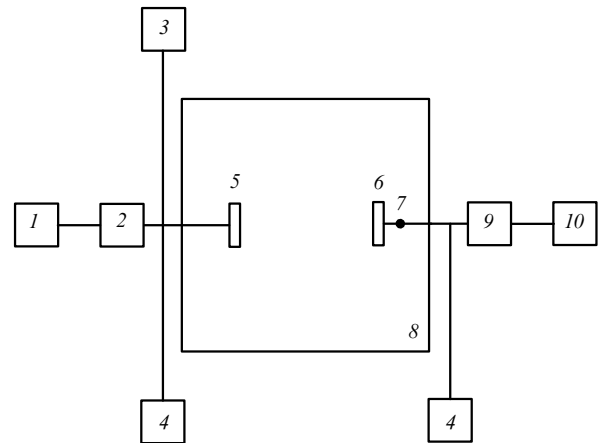


Рис. 20. Схема экспериментальной установки: 1 — генератор; 2 — усилитель; 3 — частотометр; 4 — осциллограф; 5 — излучатель; 6 — зеркало; 7 — пьезодатчик; 8 — термостабилизированная кювета с глицерином; 9 — вольтметр; 10 — самописец

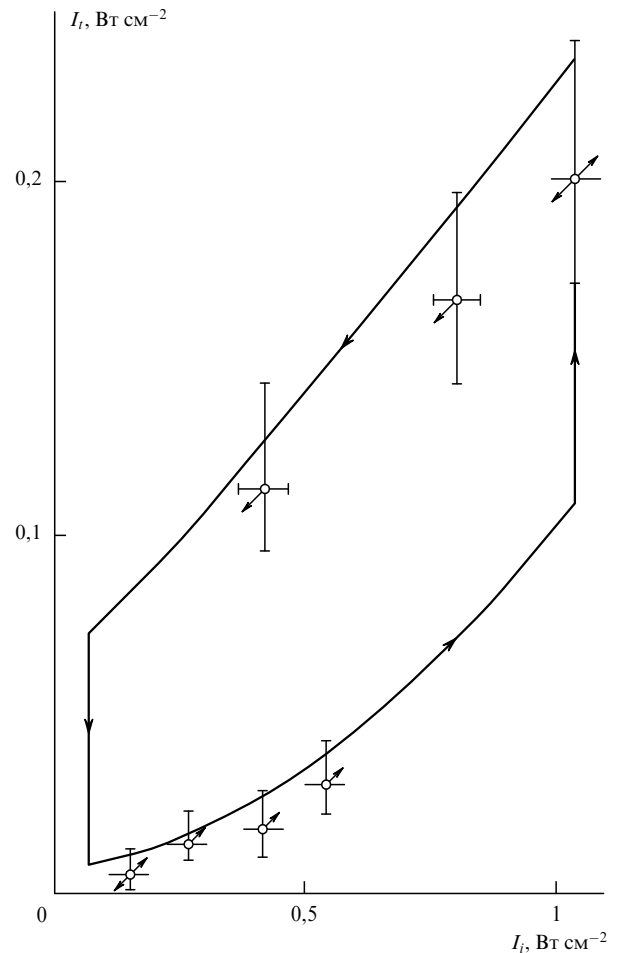


Рис. 21. Зависимость интенсивности I_T ультразвука на выходе резонатора. Стрелками обозначено направление изменения входной интенсивности I_i ; $T_0 = 10^\circ\text{C}$, $l = 1,2$ см ($b_1 = 0,9$, $b_2 = 6I_i$, $b_4 = 0$, $b_5 = 0,75$). Сплошная линия — теория; экспериментальные точки приведены с указанием точности измерений

жает исследования тепловой самофокусировки и самопросветления во внутрирезонаторной схеме. Теоретическая модель раздела 2.4 учитывала зависимость скорости звука от температуры (см. рис. 1) $c(T) = c_0 - (\partial c / \partial T)$ в

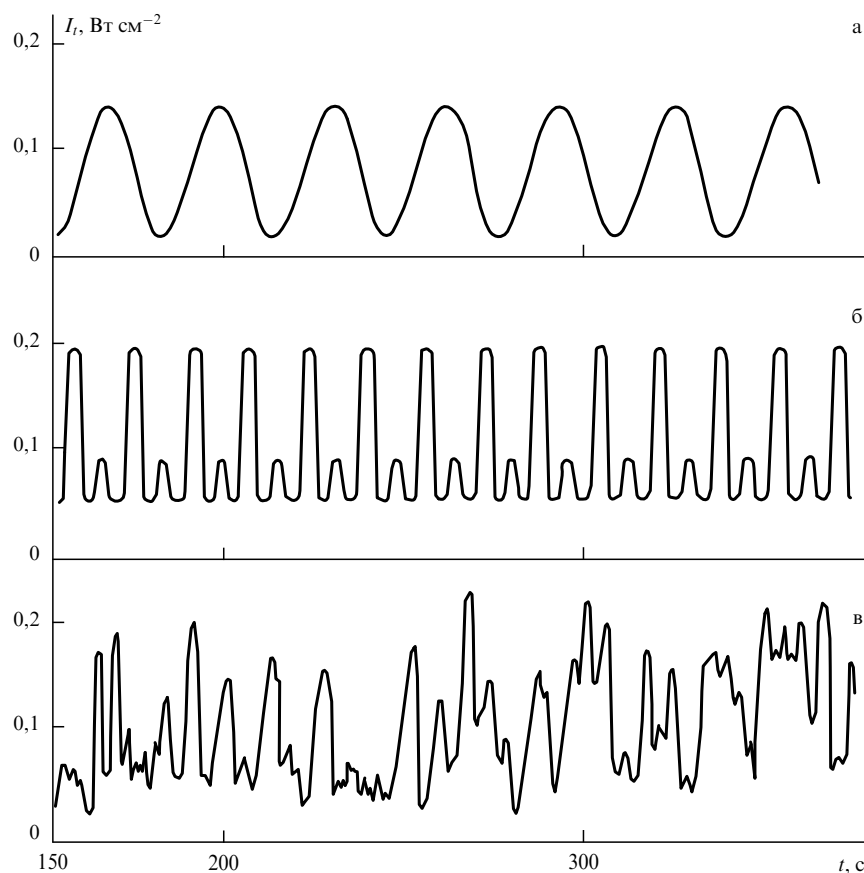


Рис. 22. Экспериментальные зависимости $I_t(t)$: (а) $I_i = 1 \text{ Вт см}^{-2}$; (б) $I_i = 1,2 \text{ Вт см}^{-2}$; (в) $I_i = 2 \text{ Вт см}^{-2}$

использованном азеотропном растворе (13 % воды) глицерина, которая ведет к сдвигу собственных частот резонатора, искажению их контуров и обеспечивает распределенную обратную связь прямой и обратной волн. В зависимости от интенсивности возбуждающего излучения оказываются возможными качественно различные режимы работы резонатора — бистабильный, автоколебательный, стохастический.

Эксперимент проведен в термостабилизированной кювете размерами $20 \times 6 \times 4 \text{ см}$ (рис. 20). Ультразвуковое поле в плоскопараллельном резонаторе (типа Фабри–Перо) возбуждал пьезокерамический излучатель 5 с резонансной частотой 2 МГц. Одним из отражателей резонатора служил сам излучатель, а другим — металлический диск 6 с коэффициентом отражения 0,9. Апертуры обоих отражателей составляли $2a = 1,5 \text{ см}$. В пределах резонансной кривой использованного пьезокерамического излучателя укладывалось несколько аксиальных мод резонатора, база которого изменялась от 0,6 до 4 см. Ось резонатора была направлена вертикально. Пьезокерамический излучатель питался от стабилизированного высокочастотного генератора с усилителем мощности. Максимальная мощность ультразвукового пучка в глицерине достигала 20 Вт. Давление в прошедшей волне на выходе из резонатора измеряли широкополосным ($\Delta\omega \approx 20 \text{ МГц}$) пьезодатчиком 7, подключенным к вольтметру 9, служившему линейным детектором для самописца 10. Параметры подаваемых и принимаемых сигналов контролировали с помощью осциллографа 4 и частотомера 3. Измерения проведены в глицерине с начальной температурой 10°C ($\delta \approx 0,2 \text{ см}^{-1}$,

$c_0 \approx 2 \times 10^5 \text{ см с}^{-1}$, $\gamma_p = 10^{-2} \text{ К}^{-1}$, $\rho = 1,2 \text{ г см}^{-3}$, $c_p \approx 4 \text{ Дж г}^{-1} \text{ К}^{-1}$, $\partial c / \partial T \approx 4 \times 10^2 \text{ см с}^{-1} \text{ К}^{-1}$).

Эксперимент показал, что после завершения переходного периода ($t \geq a^2/\chi$) характер временных изменений интенсивности I_t звука, прошедшего через резонатор, полностью определяется входной интенсивностью I_i . Если $I_i \leq 1 \text{ Вт см}^{-2}$ ($l = 1,2 \text{ см}$), реализуется стационарный режим. При $I_i \leq 0,2 \text{ Вт см}^{-2}$ выходная интенсивность I_t линейно зависит от входной I_i , в диапазоне $0,2 \leq I_i \leq 1 \text{ Вт см}^{-2}$ ($1,2 < b_2 < 6$) наблюдается акустическая бистабильность (рис. 21). При увеличении входной интенсивности до $1,5 \text{ Вт см}^{-2}$ ($b_2 \approx 9$) возбуждается колебательный режим изменения I_t со временем. При дальнейшем повышении I_i исходно синусоидальные колебания (рис. 22а) преобразуются в сумму гармоник (рис. 22б). В диапазоне $I_i \approx 1,5 \div 2 \text{ Вт см}^{-2}$ ($b_2 \approx 9 \div 12$) изменения приобретают нерегулярный характер (рис. 22в).

С ростом длины резонатора диапазон интенсивностей I_i , при которых возбуждаются регулярные колебания, сужался. При $l > 4 \text{ см}$ колебательный режим наблюдать не удалось из-за резкого перехода к стохастичности.

Изменения исходной температуры T_0 и начальной отстройки частоты ω_0 от собственной частоты резонатора не сказывались качественно на режиме изменения I_t , от них зависели только форма гистерезисной кривой и спектр автоколебаний.

Тепловой механизм нелинейности играет определяющую роль в резонаторной схеме организации самовоздействия ультразвука в вязкой жидкости. При интенсивности I_i в диапазоне $5 \div 15 \text{ Вт см}^{-2}$ наблюдался процесс самоподстройки резонатора к частоте накачки, что

проявлялось в увеличении с течением времени интенсивности прошедшей через резонатор волны до значения, соответствующего максимуму пропускания. Процесс самоподстройки наблюдался при частотах накачки, заметно отличающихся не только от частоты, соответствующей максимуму пропускания невозбужденного резонатора, но и от резонансной частоты ненагруженного пьезокерамического преобразователя. Самоподстройка была реализована в [27] для частот накачки от 0,8 до 2,1 МГц при ширине резонансной кривой пьезопреобразователя 40 кГц. Отметим, что акустические течения, возникающие при распространении мощного звука в поглощающей среде, не препятствовали самоподстройке резонатора.

Эффективная звукоиндуцированная перестройка акустически связанного с излучателем резонатора, заполненного вязкой жидкостью, позволяет получить мощное ультразвуковое поле на частоте, не совпадающей с собственной частотой излучателя, но равной одной из собственных частот системы излучатель–резонатор, причем ее можно заданным образом изменять за счет самоподстройки резонатора. Такой подход перспективен для реализации широкополосного излучателя мощного ультразвука с плавной перестройкой центральной частоты.

3.5. Нелинейная тепловая рефракция в условиях формирования ударной волны

В последовавших за первой серией экспериментов [13, 17, 18, 28, 29] работах других экспериментальных групп [34, 35] получил подтверждение основной результат теории [9], единственно позволившей вообще подойти к исследованию самовоздействия ультразвука в жидкости. Этот результат состоит в том, что для достаточно многих неэкзотических жидкостей удается подобрать параметры среды и ультразвукового источника так, что преодолевается порог собственно самофокусировки без развита конкурирующих звукоиндуцированных эффектов.

Как было показано в разделах 2.1 и 3.2, фактически лишь использование оптической системы измерения параметров ультразвукового пучка позволяет при разумном массиве измерений обнаружить сжатие волнового пакета, одновременно пространственное и временное. Однако и здесь конкурирующие нелинейные процессы ограничивают предельные возможности самосжатия.

Исследование таких процессов составляет отдельный круг задач, достаточно изученных в чистом виде. Эксперименты по наблюдению эффектов каскадной генерации гармоник в условиях теплового самовоздействия [36, 37] представляют пример комплексного подхода. Детальное описание этих результатов лежит в стороне от нашей темы; их обзор намечен в [38].

4. Приложение

Результаты раздела 3.4, итоговые для цикла физических исследований теплового самовоздействия звука в жидкости, намечают явно и приложения обнаруженных нелинейных явлений. Все эти приложения в той или иной схеме предполагают использование главного следствия описанных в разделах 2 и 3 эффектов — возможности получения регулируемой концентрации акустической энергии на заданной глубине в малом объеме вязкой жидкости и в короткий промежуток времени. Регулируе-

мой, с введением резонаторной схемы, при этом может быть и частота звука.

4.1. Прецизионные акустические методы и ультразвуковые приборы

Прежде всего надо отметить высокую эффективность в акустических экспериментах лазерных методов, особенно нестационарных, визуализации ультразвуковых пучков. Продвижение в исследованиях самовоздействия звука было обеспечено в большой мере именно использованием этих методов, решающих задачи контроля и управления акустическим воздействием на среду в реальном масштабе времени и с высокой точностью. Поэтому ясно, что лазерные методы визуализации должны быть включены в разработку приложений практически на всех этапах.

Исследованные нелинейные эффекты, в свою очередь, составляют основу для ряда прецизионных и экспрессных методов акустических измерений. Надежно установленная и ясно интерпретированная связь параметров самоконцентрации (см. разделы 2.3 и 3.3) с входными акустическими параметрами и параметрами среды позволяет реализовать новый метод определения абсолютного значения амплитуды акустического давления для интенсивностей от 10^{-2} до $20 \div 30$ Вт см $^{-2}$ во всем мегагерцовом диапазоне [39]. Существующие методы обеспечивают здесь погрешность не выше 10 %, поэтому исследование новых возможностей весьма актуально. Естественная схема включает прохождение звуковой волны через эталонную жидкость, поглощение в которой падает с температурой и поэтому управляется интенсивностью самой волны. Информативным параметром является относительное изменение во времени амплитуды давления в K раз на заданном расстоянии L от источника возбуждения в направлении распространения. Погрешность способа по оценкам составляет $1 \div 5$ % в зависимости от точности определения параметров эталонной среды.

В схемах акустической томографии, где основным элементом является прецизионный ультразвуковой преобразователь, перестраиваемый в широком диапазоне частот, может найти применение описанный в разделах 2.4 и 3.4 бистабильный, акустически связанный с излучателем резонатор, заполненный вязкой жидкостью, с резкой температурной зависимостью поглощения звука. Для дополнительного повышения качества такого резонаторного преобразователя, расширяющего возможности томографов, можно воспользоваться — за счет подбора среды заполнения по данным разделов 2.2 и 3.3 — явлением самоконцентрации, повышающим контраст фокального пятна на $1 \div 2$ порядка.

4.2. Биотехнология

Жесткая локальность управляемого акустического воздействия на вязкую среду, обеспечиваемая самовоздействием ультразвука, обращает на себя внимание и в развитии акустических методов биотехнологии. Один из примеров составляет звукоиндуцированное образование мембран из липидов в буферном растворе [40]. Процесс здесь идет при ультразвуковом облучении смеси, его эффективность зависит от типа липида, мощности ультразвука (типичные используемые значения $P = 30 \div 50$ Вт) и времени облучения (10 с $\div$ 5 мин для $1 \div 5$ мл раствора). При заданной мощности среднего молекулярную массу мембран (т.е. их средний размер) определяет время (энергия) облучения [41]. Использование эффектов самовоздействия в подходящем буферном

растворе даст возможность управлять скоростью образования мембран, причем с регулируемым пространственным распределением и регулируемой массой.

Такого рода управление процессом мембранообразования, а он составляет основу для широкого круга биотехнологий, позволит выяснить и не установленные до сих пор механизмы звукоиндуцированного мембрано- и мицеллообразования. Определяющим представляется взаимное притяжение липидных молекул в поле локальных акустических течений (нестационарный механизм Бернулли). Детальное исследование, которое здесь предстоит провести, может быть продвинуто только с использованием методов локального акустического воздействия.

Типичная биомолекулярная среда — это как раз жидкий раствор с большой вязкостью. Основная его составляющая — молекулы, например белковые, большого размера, имеющие тенденцию в определенном температурном диапазоне образовывать упорядоченные структуры. Поэтому их акустический спектр содержит характерные полосы релаксационной природы. Такие (жидкокристаллические) структуры — подходящий для реализации эффектов акустической самоконцентрации объект. И, действительно, оценки [42] показывают, что температурные производные скорости звука и, особенно, поглощения типичных жидких кристаллов в предпереходной прозрачной фазе достаточно велики и пороговые для наблюдения самовоздействия ультразвука требования к источникам выполнимы. Таким образом, нелинейная ультраакустика биомолекулярных сред предоставляет широкое поле перспективных исследований с помощью представленных в разделе 3 методов.

4.3. Медицина

В медицине необходима предельная осторожность в подходе к акустическим приложениям: каждое требует детального исследования с учетом специфических ограничений.

История применения акустических методов лечения в медицине насчитывает не одно десятилетие, но только после 1920 г., когда П. Ланжевен [43] показал, что пьезоэлектрические среды можно использовать для генерации ультразвука, началось его широкое применение в медицинской диагностике, терапии, в исследовании собственно биоэффектов под влиянием интенсивных ультразвуковых волн [44]. В последующем область применения акустических методов в биомедицине и в клинической практике существенно расширилась. Ультразвук успешно используется для диагностики и дробления камней в полых органах, в акустической трехмерной томографии, при гипертермическом лечении раковых новообразований, для ускорения заживления переломов костей, во многих других направлениях традиционной медицины (см., например, [45]). Ультразвуковые методы и приборы, основанные на фундаментальных достижениях физической акустики, позволяющие диагностировать поведение биологических объектов и находящие все более широкое применение в клинической практике, делают необходимым, в свою очередь, расширение исследований механизмов и качественных особенностей воздействия ультразвука на структуру и свойства тканей. Биологическая ткань — сложная гетерогенная среда, обладающая сильной нелинейностью, в частности и тепловой, акустических свойств [46]. В этой связи представляется целесообразным использование нелинейных процессов, возникающих при распространении ультразвуковых волн в жидких средах, которые

могут стать основой новых методик, учитывающих нелинейное поведение биологической ткани.

Ультразвуковое излучение большой интенсивности разрушает биологические ткани действием кавитации либо термического эффекта в зависимости от интенсивности и продолжительности воздействия акустической волны. Традиционные методы концентрации ультразвука, даже в лучших фокусаторах для медицинских применений [47], не позволяют реализовать режим акустического ножа из-за больших размеров области фокусировки (не менее нескольких миллиметров) и ее дифракционной, негладкой структуры. Поэтому воздействие мощного ультразвука на биологические ткани ограничивается импульсным воздействием на твердые конкреции. При этом воздействие осуществляется сфокусированной монохроматической волной, спектр которой лежит в диапазоне от сотен килогерц до нескольких мегагерц. Такой режим крайне неблагоприятно сказывается на окружающих биологических структурах, которые облучаются боковыми лепестками диаграммы направленности ультразвукового пучка. В хирургии ультразвук применяют для облегчения движения скальпеля, заставляя его вибрировать с частотой около сотни килогерц. Чтобы ультразвук мог быть использован для резекции тканей в хирургических операциях, необходимо также обеспечить жесткую фокусировку ультразвуковой волны, без дифракционной структуры фокального пятна, и достаточную интенсивность воздействия.

Явление самоконцентрации мощного ультразвукового излучения позволяет сфокусировать акустический пучок в область с поперечными размерами порядка 0,1 мм без дифракционной структуры фокального пятна (см. раздел 3.3). Исходя из этого, можно поставить вопрос о реализации прибора, способного оказывать воздействие большой интенсивности на глубинные слои биологической ткани без повреждения ее поверхностных слоев. Ультразвуковое резание по этой методике позволило бы избежать термических ожогов и механического травмирования окружающих тканей, к тому же осуществлять регулируемую локальную коагуляцию крови. Различие в акустических свойствах тканей позволяет избирательно воздействовать на различные типы тканей. При этом есть возможность изменять геометрические размеры и локализацию зоны высокой интенсивности ультразвукового поля, управлять глубиной, длиной, формой разреза и скоростью резания.

Еще одна возможная область приложений — ультразвуковая рефлексотерапия, одна из немногих более или менее успешно развивающихся областей нетрадиционной медицины. Ее методики сводятся к приемам теплового воздействия на поверхностные ткани либо механического воздействия — как на поверхностные, так и на глубинные слои биоткани — в так называемых биологически активных зонах. Эти зоны имеют распределенную структуру: диаметр такой зоны составляет $0,2 \div 2$ мм, глубина может превышать $1 \div 2$ см. В связи с этим очевидна необходимость разработки методик воздействия в пределах всего объема биологически активной зоны. Эти методики должны обеспечивать возможность изменения геометрических параметров области воздействия, управления интенсивностью и длительностью воздействия. Решение здесь могут содержать, на наш взгляд, описанные выше нелинейные методы управления ультразвуком, дополненные детальным медико-биологическим исследованием. Требованиям к локальности самоконцентрации ультразвука с частотой порядка 10 МГц здесь вполне удовлетворяют.

5. Заключение

Описанные акустические явления отчетливее всего наблюдаются в квазиструктурированных жидкостях, физические свойства которых сильно зависят от кинетики межмолекулярных связей. Естественно поэтому и обращение нелинейных акустических исследований к выяснению свойств системы этих связей в различных жидких средах. В связи с этим и физически, и в обсужденном выше биофизическом аспекте заслуживают самого пристального внимания водные растворы молекул, вступающих в водородные связи с молекулами H_2O . Такие растворы, с одной стороны, обладают яркими нетривиальными свойствами — они расслаиваются, благодаря образованию долгоживущих ассоциатов, с повышением температуры (см., например, [48]), а не наоборот, как это типично для жидкостей. Существенная роль энтропийных эффектов образования связей обуславливает их активное участие в биологических процессах. При этом теоретическая термодинамика таких жидких сред до сих пор ограничена, по сути, феноменологией, и подходы к построению моделей расслоения с повышением температуры только намечены [49]. С другой стороны, именно наличие связей, как уже отмечено выше, влечет резкую температурную зависимость акустических параметров, которая, в свою очередь, находит проявление в эффектах акустического самовоздействия. Таким образом, изменение параметров последних — фактически обязательная и, на наш взгляд, перспективная часть исследования физики ассоциированных жидкостей.

Авторы благодарны Умновой О.В. за полезные обсуждения.

Обзор подготовлен при частичной поддержке Российским фондом фундаментальных исследований (грант № 93-02-15458).

Список литературы

- Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М. *Электродинамика сплошных сред* (М.: Наука, 1982)
- Аскарьян Г. А. *ЖЭТФ* **42** 1567 (1962)
- Ахманов С. А., Сухоруков А. П., Хохлов Р. В. *УФН* **93** 19 (1967)
- Луговой В. Н., Прохоров А. М. *УФН* **111** 203 (1963)
- Аскарьян Г. А. См. [4] с. 249
- Действие лазерного излучения*. Сб. перев. (Под ред. Ю. П. Райзера) (М.: Мир, 1968)
- Пилипецкий Н. Ф., Рустамов А. Р. *Письма в ЖЭТФ* **2** 88 (1965)
- Аскарьян Г. А. *Письма в ЖЭТФ* **4** 144 (1966)
- Бункин Ф. В., Ляхов Г. А. *Труды ФИАН* **156** 3 (1984)
- Зарембо Л. К., Красильников В. А. *Введение в нелинейную акустику* (М.: Наука, 1966)
- Бахвалов Н. С., Жилейкин Я. М., Заболотская Е. А. *Нелинейная теория звуковых пучков* (М.: Наука, 1982)
- Бункин Ф. В., Кравцов Ю. А., Ляхов Г. А. *УФН* **149** 391 (1986)
- Ассман В. А. и др. *Письма в ЖЭТФ* **41** 48 (1985)
- Бункин Ф. В., Ляхов Г. А., Шуман О. Б. *Письма в ЖТФ* **8** 1048 (1982)
- Bunkin F. V. et al. *Phys. Lett. A* **100** 95 (1984)
- Бункин Ф. В., Липкин А. И., Ляхов Г. А. *Письма в ЖТФ* **9** 714 (1983)
- Ассман В. А. и др. *Акуст. журн.* **32** 138 (1985)
- Ассман В. А. и др. *Акуст. журн.* **35** 543 (1989)
- Assman V. A. et al. *Optical and Acoustical Review* **1** 205 (1990–1991)
- Заболотская Е. А., Хохлов Р. В. *Акуст. журн.* **22** 28 (1976)
- Бункин Ф. В., Воляк К. И., Ляхов Г. А. *ЖЭТФ* **83** 575 (1982)
- Таблицы физических величин*. Справочник (Под ред. И. К. Кикоина) (М.: Атомиздат, 1976)
- Кривохижа С. В., Фабелинский И. Л. *ЖЭТФ* **56** 3 (1966)
- Lyakhov G. A., Shipilov K. F., Umnova O. V. *J. Phys. (Paris) IV* **4** 1201 (1994)
- Lyakhov G. A., Shipilov K. F., Umnova O. V. See [24] p. 1197
- Firth W. J., Wright E. M. *Opt. Commun.* **4** 233 (1982)
- Ляхов Г. А. и др. *Акуст. журн.* **39** 299 (1993)
- Ассман В. А., Проскуряков А. К., Шипилов К. Ф. *Акуст. журн.* **36** 586 (1990)
- Ассман В. А. и др. *Акуст. журн.* **32** 754 (1986)
- Rilley W. J. *Acoust. Soc. Am.* **71** 1149 (1981)
- Ляхов Г. А., Проскуряков А. В., Умнова О. В. *Акуст. журн.* **36** 502 (1990)
- Беленькая О. В. и др. *Акуст. журн.* **38** 984 (1992)
- Гиббс Х. *Оптическая бистабильность* (М.: Мир, 1988)
- Бухштабер В. М., Пивоваров В. А., Стефанов С. Р. *Акуст. журн.* **32** 376 (1986)
- Андреев В. Г., Карабутов А. А., Руденко О. В., Сапожников О. А. *Письма в ЖЭТФ* **41** 381 (1985)
- Карабутов А. А., Руденко О. В., Сапожников О. А. *Акуст. журн.* **35** 67 (1989)
- Руденко О. В., Сагатов М. М., Сапожников О. А. *ЖЭТФ* **98** 808 (1990)
- Rudenko O. V. *Proc. of the 13th Int. Symp. on Nonlinear Acoustics* (Bergen: ed. Hobak H., 1993)
- Ассман В. А. и др. Способ определения абсолютной амплитуды давления акустической волны. Авт. свид. 1.772.631. СССР.
- Онис С., в кн. *Биополимеры* (Под ред. Ю. Иваниси) (М.: Мир, 1988) с. 353
- Herman U., Fendler J. *Chem. Phys. Lett.* **64** 270 (1979)
- Ляхов Г. А., Умнова О. В. *Акуст. журн.* **40** 314 (1994)
- Langevin P. British patent specification. 1920 N.S. 457 N 145 691
- Muir T. G., Carstensen E. L. *Ultrasound in med. and biol.* **6** 345 (1980)
- Landini L., Varrazzani L. *IEEE Trans. Ultrason., Ferroelec. and Freq. Contr.* **37** 448 (1990)
- Казаков В. В., Ключков Б. Н. *XI Межд. симп. по нелинейной акустике* Т. 2 (Новосибирск, 1987) с. 29
- Ter Haar G. R., Sinnett D., Rivens I. *Phys. Med. Biol.* **34** 1743 (1989)
- Веденов А. А. *Физика растворов* (М.: Наука, 1984)
- Ляхов Г. А. *Письма в ЖЭТФ* **60** 93 (1994)

THERMAL SELFACION OF THE ACOUSTICAL WAVE PACKETS IN FLUID

F.V. Bunkin, G.A. Lyakhov, K.F. Shipilov

General Physics Institute Russian Academy of Sciences

ul. Vavilova 38, 117942 Moscow, Russia

Tel. (7-095) 135-8234

E-mail: shipilov@wpd.gpi.msk.su

A review of theoretical and experimental investigations concerned with propagation of powerful ultrasonic beams in high-viscosity liquids is presented. Conditions under which spatial and temporal self-packing of a wave packet by a sound-induced heating action in liquid can be observed are calculated. The experimental investigation of the ultrasonic self-focusing and self-induced transparency of viscous liquids is described and correlated with theoretical considerations. Under optimal experimental conditions, more than a tenfold increase of the ultrasonic pulse peak intensity has been achieved in a focal area with dimensions of the order of two to four wavelengths. Physical and biological applications of the controllable ultrasonic self-packing effects within the bulk of a viscous fluid are discussed.

PACS numbers: **62.60. + v**, **66.60. + a**, 43.25.Vt, 43.35.Bf

Bibliography — 49 references

Received 14 December 1994, revised 26 January 1995