

УСПЕХИ ФИЗИЧЕСКИХ НАУК

534.142

ОПТИКО-АКУСТИЧЕСКИЕ ИСТОЧНИКИ ЗВУКА *)

Л. М. Ляжнев

СОДЕРЖАНИЕ

1. Введение	637
2. Тепловой механизм. Уравнение оптической генерации звука и метод решения краевых задач	638
3. Генерация монохроматического звука	639
а) Полупространство с ровной границей, $z = \xi(x, y) \equiv 0$ (639). б) Полупространство с взволнованной, неровной границей $z = \xi(x, y)$ (640). в) Генерация монохроматического звука в неоднородной жидкости (643).	
4. Возбуждение звука лазерными импульсами	644
а) Генерация звука лазерным моноимпульсом (644). б) Возбуждение звука последовательностью лазерных импульсов (646).	
5. Генерация звука в движущейся среде. Звуковое поле движущегося оптико-акустического источника	646
6. Переходное оптико-акустическое излучение	648
7. Оптико-акустические концентраторы звука	648
8. Некоторые результаты экспериментов по лазерной генерации звука в условиях теплового механизма	648
9. Оптическая генерация звука. Нелинейные эффекты	652
а) Нелинейные термодинамические эффекты (652). б) Гидродинамическая нелинейность. Параметрические оптико-акустические источники звука (653).	
10. Оптическая генерация звука. Существенно нелинейные эффекты	655
а) Возбуждение звука при поверхностном испарении вещества (655). б) Возбуждение звука при оптическом пробое жидкости (661).	
11. Заключение.	665

1 ВВЕДЕНИЕ

Действие оптического излучения на вещество вызывает возмущения среды, сопровождающиеся излучением звука. Механизмы этого эффекта различны и зависят, прежде всего, от величины объемной плотности энергии, выделившейся в веществе, и режима ее выделения. Среди этих механизмов можно указать: тепловое расширение, электрострикцию, поверхностное испарение, взрывное вскипание, оптический пробой.

В оптически поглощающих средах при малых плотностях энергии основная роль играет тепловой механизм генерации звука. В этом случае не происходит изменения агрегатного состояния вещества в области поглощения света, а генерация звука обусловлена расширением нагреваемых оптическим излучением участков среды.

С увеличением плотности энергии, выделившейся в веществе, становятся существенными нелинейные эффекты, обусловленные возрастанием скорости расширения нагреваемого объема среды, а также — изменением термодинамических параметров вещества в процессе действия лазерного излучения. Затем развиваются более сложные процессы генерации звука, связанные с фазовыми переходами и с оптическим пробоем.

*) Пленарный доклад на X Международном акустическом конгрессе. Сидней. Австралия, 1980.

Об оптико-акустическом эффекте — пульсациях давления в замкнутом объеме газа при облучении его модулированным потоком инфракрасного излучения — впервые сообщил А. Белл в 1880 г.¹⁻³ С начала 40-х годов этот эффект получил широкое применение для качественного и количественного анализа газовых смесей и при создании приемников лучистой радиации⁴, а в дальнейшем и в фотоакустической спектроскопии твердых тел и жидкостей⁵. Однако, ввиду малой эффективности преобразования оптической энергии в звуковую, практическое значение для генерации звука оптико-акустический эффект приобрел лишь с появлением оптических квантовых генераторов. А. М. Прохоров с сотрудниками впервые наблюдал образование ударных волн при взаимодействии лазерного луча с водой⁶. Позднее появились публикации, авторы которых ставили своей целью выяснить некоторые закономерности явления оптической генерации звука. Обсуждение этих работ проведено в обзоре⁷.

В последние годы исследования оптической генерации звука велись широким фронтом. К настоящему времени опубликовано значительное количество работ по лазерной генерации звука. Оказалось возможным говорить об оптических, или, как принято называть, оптико-акустических источниках звука.

Оптико-акустические источники звука имеют ряд преимуществ перед традиционными акустическими излучателями: дистанционность; отсутствие непосредственного, в традиционном смысле, контакта со средой, в которую излучается звук; возможность легко изменять геометрические параметры так называемой оптико-акустической антенны и диапазон излучаемых частот; возможность создания источников звука, движущихся практически с произвольной дозвуковой, околозвуковой или сверхзвуковой скоростью, для которых полностью исключено обтекание средой тела излучателя; оптическая генерация звука оказалась возможной в очень широком диапазоне частот, от весьма низких звуковых частот вплоть до гиперзвука.

2. ТЕПЛОВОЙ МЕХАНИЗМ. УРАВНЕНИЕ ОПТИЧЕСКОЙ ГЕНЕРАЦИИ ЗВУКА И МЕТОД РЕШЕНИЯ КРАЕВЫХ ЗАДАЧ

Будем для определенности говорить об оптической генерации звука в жидкости. Основные закономерности явления при интенсивностях света, когда плотность выделившейся в веществе оптической энергии существенно мала по сравнению с теплотой парообразования, хорошо описываются линейной теорией.

Действительно, при малых плотностях энергии, выделившейся в жидкости, скорость расширения нагретой области мала по сравнению со скоростью звука, и можно пользоваться линеаризованными уравнениями гидродинамики. Кроме того, в большинстве практически интересных случаев можно пренебречь влиянием теплопроводности на процесс генерации (при этом $l \gg \chi/c$, где l — характерный размер нагреваемой области жидкости, χ — коэффициент температуропроводности, c — скорость звука в жидкости). Обычно также пренебрегают затуханием звука, которое может быть всегда учтено отдельно, как это принято в акустике.

Исходной служит система уравнений гидродинамики и электромагнитного поля. Линеаризуя систему уравнений и пренебрегая эффектами вязкости и теплопроводности, можно получить неоднородное волновое уравнение оптической генерации звука⁸:

$$\Delta p - \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 p}{\partial t^2} = - \frac{\kappa}{C_p} \frac{\partial Q}{\partial t}, \quad (1)$$

где p — звуковое давление, κ — коэффициент объемного теплового расширения, C_p — удельная теплоемкость жидкости, c — скорость звука в жидкости и Q — плотность мощности тепловых источников звука, обусловленных поглощением в жидкости световой энергии, равная $Q = \text{div } \mathbf{F}$, и \mathbf{F} — плотность потока световой энергии в жидкости (вектор Пойнтинга).

Автором⁹ был предложен эффективный метод решения краевых задач оптической генерации звука. Решение краевой задачи при помощи интегрального соотношения взаимности¹⁰ может немедленно быть сведено к квадратурам и представлено в виде

$$p(r, t) = -\frac{\kappa}{C_p} \int \int_{\Omega'} \frac{\partial Q(r', t')}{\partial t'} \tilde{p}(r', t' | r, t) d\Omega' dt', \quad (2)$$

если известно решение $\tilde{p}(r', t' | r, t)$ вспомогательной самосопряженной дифракционной задачи о поле точечного источника, когда источник расположен в той точке $r(x, y, z)$ среды, где необходимо определить поле тепловых источников звука. Здесь Ω — область действия тепловых источников звука.

В большинстве случаев основной интерес представляет поле в зоне Фраунгофера. Тогда достаточно знать решение вспомогательной задачи о дифракции плоской звуковой волны. Это решение оказывается в большинстве случаев уже известным или не составляет значительного труда найти его.

3. ГЕНЕРАЦИЯ МОНОХРОМАТИЧЕСКОГО ЗВУКА

Предположим, что лазерный луч, распространяющийся из верхнего полупространства в положительном направлении оси z , падает на свободную поверхность жидкости, причем уравнение поверхности имеет вид: $z = \xi(x, y)$, а интенсивность света изменяется по гармоническому закону с частотой ω (рис. 1). Тогда в жидкости образуются тепловые источники звука, для плотности мощности которых можно написать выражение

$$Q(x, y, t) = A\mu J(x, y) \exp\{-\mu[z - \xi(x, y)]\} (1 + m \cos \omega t),$$

где $J(x, y)$ — распределение интенсивности света в лазерном луче, которое принимают обычно гауссовым, $J(x, y) = J_0 \exp[-(x^2 + y^2)/a^2]$, m — индекс модуляции, $0 \leq m \leq 1$, μ — коэффициент поглощения света в жидкости, A — коэффициент прохождения света через границу жидкости, а a — радиус светового пятна на поверхности жидкости.

Рассмотрим особенности звукового поля оптико-акустического источника в зоне Фраунгофера для некоторых частных случаев.

- а) Полупространство с ровной границей,
 $z = \xi(x, y) \equiv 0$

Вспомогательное решение имеет вид

$$p(r', r) = \frac{\exp(ikr)}{4\pi r} \{\exp[-i(\alpha x' + \beta y' + \gamma z')] - \exp[-i(\alpha x' + \beta y' - \gamma z')]\},$$

где $\alpha^2 + \beta^2 + \gamma^2 = k^2$, $r^2 = x^2 + y^2 + z^2$, $k = \omega/c$ — волновое число звука в жидкости; фактор $\exp(-i\omega t)$, как обычно, здесь и всюду ниже опускаем.

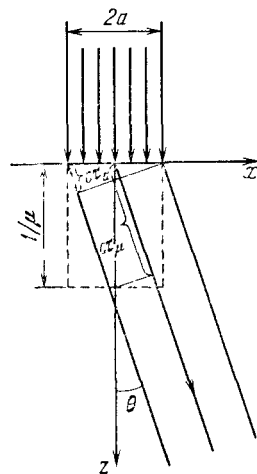


Рис. 1. Геометрия задачи.

Для звукового давления из соотношения (2) получаем^{11, 12}

$$p(r) = -\frac{\omega \mu \chi A J_0 a^2}{2C_p} \frac{\exp(ikr)}{r} \frac{\mu k \cos \theta}{\mu^2 + k^2 \cos^2 \theta} \exp\left(-\frac{k^2 a^2}{4} \sin^2 \theta\right); \quad (3)$$

здесь θ — угол между направлением падения лазерного луча и направлением из точки наблюдения в начало координат, r — расстояние из точки наблюдения до начала координат.

Из выражения (3) можно видеть, что амплитуда звукового давления растет с увеличением мощности лазера $\sim J_0 a^2$, частоты и индекса модуляции. Направленность излучения зависит от параметров ka и $k\mu^{-1}$.

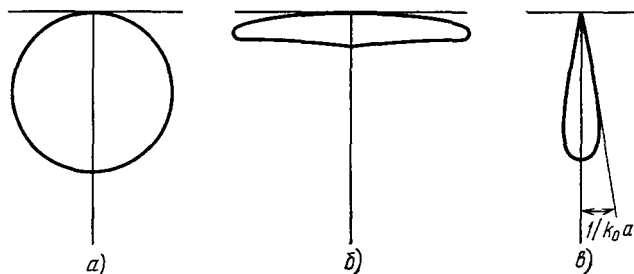


Рис. 2. Вид характеристик направленности оптико-акустического источника в некоторых предельных случаях.

Если $k\mu^{-1} \leq 1$ и $ka \ll 1$, наблюдается дипольное излучение звука, поскольку выполнение этих условий означает, что у свободной поверхности жидкости действует монополюсный источник, поле излучения которого из-за влияния свободной поверхности представляет собой поле диполя (рис. 2, а).

Если $k\mu^{-1} \gg 1$ и $ka \ll 1$, звук излучается в основном вдоль поверхности. Совокупность объемных источников образует тонкую в поперечном направлении и длинную по сравнению с длиной звуковой волны в направлении лазерного луча вертикальную антенну (рис. 2, б).

При $k\mu^{-1} \ll 1$ и $ka \gg 1$ антенна имеет форму диска, диаметр которого много больше длины звуковой волны. Излучение направлено в основном в направлении лазерного луча (рис. 2, в).

Анализ выражения (3) показывает также, что оптимальный режим излучения при лазерном возбуждении звука наблюдается в том случае, когда $k = \mu$ ¹¹. Это накладывает определенные требования на частоту света, генерируемого лазером (длину волны света).

б) Полупространство с взволнованной, неровной границей, $z = \xi(x, y)$

В реальных условиях в силу различных причин поверхность жидкости нередко оказывается взволнованной, неровной. Предположим, что неровности велики по сравнению с длиной звуковой волны, т. е. выполняются следующие условия: $k\sigma \gg 1$, где

$$\sigma = \sqrt{\langle |\xi(x, y)|^2 \rangle}, \quad \langle \xi(x, y) \rangle = 0,$$

а $\langle \dots \rangle$ означает, как обычно, операцию статистического осреднения.

Пользуясь приближением, аналогичным приближению Кирхгофа в теории дифракции волн на неровной поверхности, можем написать

решение вспомогательной дифракционной задачи:

$$p(r', r) = -i \frac{\exp(ikr)}{2\pi r} \exp\{-i[(\alpha x' + \beta y' - \gamma \xi(x', y'))] \times \\ \times \sin\{\gamma[z' - \xi(x', y')]\} + \psi',$$

где ψ' — некоторая несущественная добавка.

Если смещения поверхности статистически однородны, изотропны и описываются нормальным законом, получаем для среднего давления ^{13, 14}

$$\langle p(r) \rangle = -\frac{m\kappa\omega A}{2C_p} J_0 a^2 \frac{\exp(ikr)}{r} \frac{\mu k \cos \theta}{\mu^2 + k^2 \cos^2 \theta} \times \\ \times \exp\left(-\frac{k^2 a^2}{4} \sin^2 \theta\right) \exp\left(-\frac{q^2}{8}\right), \quad (4)$$

где $q = 2k\sigma \cos \theta$ — параметр Рэлея взволнованной, неровной поверхности.

Среднее поле характеризуется направленностью. Для углов наблюдения $\theta < \theta_0 = \arctg(\sqrt{2}\sigma/a)$ значительное влияние на характеристику направленности оказывают неровности поверхности (параметр Рэлея), а для углов $\theta > \theta_0$ направленность зависит, в основном, от соотношения между длиной звуковой волны и размерами оптического пятна, и неровности поверхности в формировании поля оптико-акустического источника практически не играют роли.

Для средней интенсивности поля при условии, что смещения поверхности подчиняются двумерному нормальному закону распределения, получаем ¹⁴

$$\langle |p(r)|^2 \rangle = \left(\frac{m\kappa\omega A}{2C_p r}\right)^2 (J_0 a^2)^2 \frac{\mu^2 k^4 \cos^2 \theta}{(\mu^2 + k^2 \cos^2 \theta)^2} \frac{\exp\left[-\left(\frac{\rho_0}{\sigma}\right)^2 \frac{\Delta^2 \sin^2 \theta}{4(\Delta^2 \cos^2 \theta + 1)}\right]}{1 + \Delta^2 \cos^2 \theta}, \quad (5)$$

где $\Delta = \sqrt{2}ka\sigma/\rho_0$, ρ_0 — радиус пространственной корреляции смещений взволнованной поверхности. Рассмотрим частные случаи.

Пусть, например, $\Delta \ll 1$. Тогда, поскольку $k\sigma \gg 1$ (крупные неровности взволнованной поверхности), условие $\Delta \ll 1$ соответствует малости радиуса оптического пятна по сравнению с радиусом корреляции неровностей поверхности, т. е. $a \ll \rho_0$ и при $\Delta \rightarrow 0$ средняя интенсивность стремится в пределе к интенсивности звукового поля, возникающего при поглощении модулированного лазерного излучения в жидкости с невозмущенной, ровной границей. Другими словами, при $a \ll \rho_0$ влиянием неровностей на среднюю интенсивность поля можно пренебречь.

Если радиус светового пятна сравним или больше радиуса корреляции неровностей поверхности $a \geq \rho_0$, т. е. $\Delta \gg 1$, при $k\sigma \gg 1$ имеем

$$\langle |p(r)|^2 \rangle = \left(\frac{m\kappa\omega A}{2C_p r}\right)^2 (J_0 a^2)^2 \frac{k^4}{a^2 (\mu^2 + k^2 \cos^2 \theta)^2} \left(\frac{\mu \rho_0}{k\sigma}\right)^2 \exp\left[-\frac{1}{4} \left(\frac{\rho_0}{\sigma}\right)^2 \operatorname{tg}^2 \theta\right]. \quad (6)$$

В этом случае характеристика направленности определяется масштабами неровностей поверхности. Интенсивность звука уменьшается в e раз для угла наблюдения $\theta = \arctg(\sqrt{2}\sigma/\rho_0)$.

Вышеизложенное иллюстрируется графиками. На рис. 3 показана угловая зависимость среднего давления для оптико-акустического источника с волновыми размерами $ka = \sqrt{10}$. Кривые 1—4 соответствуют значениям параметра σ/a — 0,01; 0,1; 0,5; 1. Штриховыми линиями показаны

углы, определяемые равенством $\theta = \theta_0 = \arctg(\sqrt{2} \sigma / \rho_0)$. На рис. 4 приведены характеристики средней интенсивности поля того же источника. Кривые 1—3 соответствуют значениям параметра $\Delta^2 = 0,1; 1; 10$. Штриховой линией показана предельная угловая ширина характеристики направленности $\theta_0 = \arctg(\sqrt{2} \sigma / \rho_0) = 14^\circ$ для выбранного отношения σ / ρ_0 .

В работе ¹⁵ рассмотрено влияние на оптическую генерацию звука малых по сравнению с длиной звуковой волны неровностей поверхности жидкости, а в ¹⁶ проанализировано влияние границы, представляющей

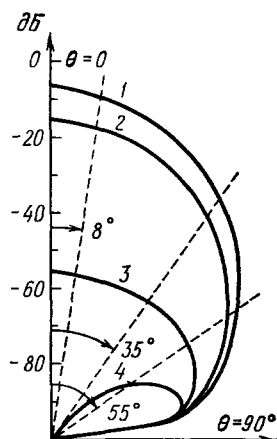


Рис. 3. Полярная диаграмма для среднего давления.

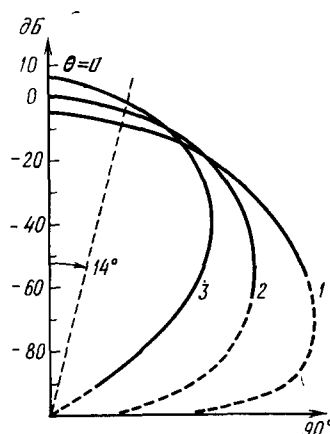


Рис. 4. Полярная диаграмма для средней интенсивности звукового поля.

собой суперпозицию крупных и малых неровностей. В последнем случае так называемой двухмасштабной модели неровной поверхности установлено, в частности, что выражение, описывающее среднее поле, имеет вид

$$\langle p(r) \rangle = p_0(r) f(-\gamma) f_1(\theta),$$

где $f(-\gamma)$ — характеристическая функция случайной величины, описывающей крупномасштабные неровности, а $f_1(\theta)$ — функция, характеризующая влияние малых неровностей, зависящая от вида энергетического спектра этих неровностей. Явное выражение для $f_1(\theta)$ приведено в работе ¹⁶. Заметим, что $p_0(r)$ описывает звуковое поле в жидком полупространстве с ровной границей. Приведенное выше выражение получено в предположении, что крупные и мелкие неровности поверхности статистически независимы. В частности, если крупномасштабные случайные смещения поверхности жидкости подчиняются нормальному закону, то $f(-\gamma) = \exp(-q^2/8)$, где, как и выше, q — параметр Рэлея.

Несомненный интерес представляет вопрос об эффективности преобразования световой энергии в звуковую. Следуя ¹¹, эту эффективность можно охарактеризовать величиной отношения полной мощности звука к мощности лазерного излучения. В случае, например, широкого лазерного пучка ($ka \gg 1$) из формулы (3) следует, что величина эффективности

$$\eta \approx \frac{c}{\rho} \left(\frac{A \pi \kappa}{2 C_p} \frac{\mu k}{\mu^2 + k^2} \right)^2 J_0.$$

Максимальная эффективность достигается при условии $\mu \approx k$ и оказывается равной

$$\eta_{\max} \approx \frac{c}{\rho} \left(\frac{Am\kappa}{4C_p} \right)^2 J_0.$$

Таким образом, эффективность преобразования прямо пропорциональна интенсивности оптического излучения. Отметим, что для воды $\eta_{\max} \approx 5 \cdot 10^{-12} J_0$, где J_0 — Вт/см².

Увеличивая интенсивность света, можно значительно повысить эффективность преобразования оптической энергии в звук. Однако это остается справедливым, пока «работает» тепловой механизм возбуждения звука, т. е. пока плотность выделяемой в жидкости оптической энергии мала по сравнению с теплотой испарения.

в) Генерация монохроматического звука в неоднородной жидкости

Выше были рассмотрены основные закономерности оптической генерации звука в однородной жидкости. Между тем, в действительности реальная среда практически всегда в той или иной мере неоднородна. Неоднородности среды могут оказывать в ряде случаев существенное влияние или непосредственно на процесс оптической генерации звука или на характеристики акустического поля по мере распространения звуковых волн в среде, либо возможно совместное проявление указанных эффектов влияния неоднородных свойств жидкости.

Важным может оказаться волноводный характер распространения звуковых волн. Некоторые особенности оптической генерации звука в жидком волноводе рассматривались в ¹⁷. Выяснено, что в зависимости от длины волны оптического излучения (величины коэффициента μ) и радиуса лазерного луча возможно оптимальное возбуждение какой-либо нормальной волны, распространяющейся в волноводе.

В работе ¹⁸ рассматривались особенности возбуждения монохроматического звука при поглощении модулированного лазерного излучения в жидком полупространстве с однородным слоем другой жидкости на его поверхности. Наличие слоя другой жидкости или той же жидкости, но более нагретой, или содержащей пузырьки газа или мелкие включения, может привести к значительному изменению интенсивности и угловой характеристики звукового поля. Так, например, приведенные на рис. 5 характеристики направленности оптико-акустического источника соответствуют случаю, когда на поверхности воды имеется слой бензола. Было принято, что коэффициент поглощения света в воде $\mu = 0,18$ см⁻¹, в бензоле — $\mu = 2,3$ см⁻¹; отношение κ/C_p для воды составляет $4,7 \times 10^{-12}$ г/эрг, для бензола — $62,3 \cdot 10^{-12}$ г/эрг; отношение плотностей бензола и воды составляет 0,88, а скоростей звука — 0,89. Радиус светового пятна 0,4 см. Расчеты выполнены для трех значений толщины слоя бензола. Штриховая линия соответствует толщине слоя бензола — 0,33 см, штрихпунктирная — 0,66 см, сплошная — 1,99 см. Амплитуда давления нормирована по отношению к величине $A \omega m J_0 a^2 / 2r$ г·см⁻¹с⁻². Заметим, что диаграмма направленности оптико-акустического источника звука для воды без слоя бензола при тех же условиях сильно вытянута вдоль поверхности, а амплитуда звукового давления в направлении распространения оптического луча ($\theta = 0$) примерно на два порядка меньше, чем в рассматриваемых случаях со слоем.

В работе ¹⁹ теоретически исследованы особенности генерации звука модулированным лазерным излучением в жидкости, граничащей с тонкой

упругой пластиной. Рассмотрены два предельных случая: а) пластина оптически прозрачна и лазерное излучение поглощается в жидкости; б) поглощение лазерного излучения происходит в приповерхностном слое пластины и звуковое поле в жидкости обусловлено колебаниями пластины. В обоих случаях колебания пластины оказывают наиболее существенное

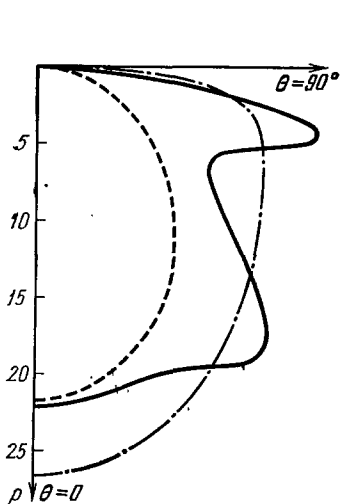


Рис. 5. Характеристики направленности оптико-акустического источника, когда на поверхности воды имеется слой бензола.

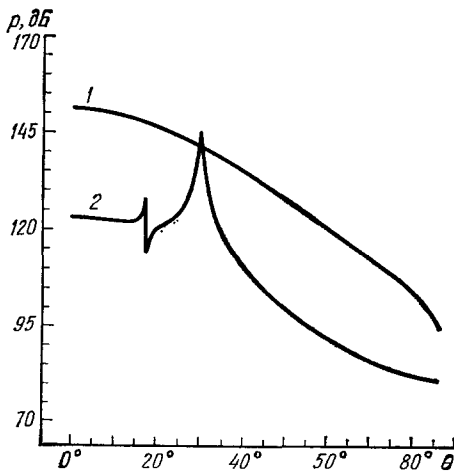


Рис. 6. Характеристика направленности оптико-акустического источника в воде.
— свободная поверхность, 2 — на поверхности воды тонкая стальная пластина.

влияние на характеристики акустического поля в жидкости в направлениях, которые определяются условиями так называемого пространственного резонанса продольных или изгибных колебаний в пластине. В качестве примера на рис. 6 приведены угловые зависимости звукового давления в воде со свободной поверхностью (кривая 1) и ограниченной сверху тонкой стальной пластиной (кривая 2). Расчеты выполнены для следующих параметров: толщина пластины 1 мм, радиус лазерного пятна 1 мм, частота модуляции 10^6 Гц, мощность лазера 1 Вт.

Максимумы на угловой зависимости излучения, относящиеся к случаю наличия на поверхности жидкости пластины (кривая 2), обусловлены, соответственно, пространственным резонансом продольных ($\theta = 16^\circ$) и изгибных ($\theta = 30^\circ$) колебаний в пластине.

4. ВОЗБУЖДЕНИЕ ЗВУКА ЛАЗЕРНЫМИ ИМПУЛЬСАМИ

а) Генерация звука лазерным моноимпульсом

Возбуждение звука лазерными импульсами представляет особый интерес прежде всего потому, что при работе оптических квантовых генераторов в импульсном режиме могут быть реализованы весьма большие мощности оптического излучения. Исследованию процесса термооптической генерации звука лазерными импульсами посвящено значительное число теоретических и экспериментальных работ. В первых теоретических работах ^{20, 21} рассматривались одномерные задачи, и неудивительно, что в ряде случаев экспериментально наблюдавшиеся звуковые импульсы

значительно отличались по форме от предсказанных теорией. Авторы работы²² пытались объяснить указанное расхождение нелинейными эффектами при генерации и распространении звуковых импульсов в жидкости. В этой связи делались попытки численного решения нелинейных уравнений гидродинамики²³. Однако, как показали детальные теоретические исследования^{24, 25}, при малых плотностях оптической энергии в среде линейная теория правильно описывает реальный процесс генерации звука лазерными импульсами, и полученные в указанных теоретических работах результаты хорошо согласуются как с результатами предыдущих экспериментов, в том числе изложенных в работе²², так и специально поставленных опытов²⁶⁻²⁹.

Рассмотрим подробнее основные закономерности генерации звука лазерными импульсами в жидкости. Пользуясь преобразованием Фурье и уже известным решением для монохроматических звуковых колебаний (см. выше), можно написать выражение для звукового давления в дальней зоне при действии на жидкость лазерным импульсом²⁵

$$p(r, t) = -\frac{A\kappa J_0 a^2}{4\pi C_p \tau_\mu^2 r} \left[\int_{-\infty}^{+\infty} \exp\left(-\frac{u^2 s^2}{4} + iuv\right) F\left(\frac{u}{\tau_\mu}\right) du - \int_{-\infty}^{+\infty} \exp\left(-\frac{u^2 s^2}{4} + iuv\right) \frac{F(u/\tau_\mu)}{1+u^2} du \right], \quad (7)$$

где

$$u = \omega \tau_\mu, \quad v = \left(\frac{r}{c} - t\right) \tau_\mu^{-1}, \quad s = \frac{\tau_a}{\tau_\mu} \quad \text{и} \quad \tau_\mu = \frac{\cos \theta}{\mu c}, \quad \tau_a = \frac{a \sin \theta}{c}$$

— характерные времена запаздывания звука от элементарных источников в вертикальном и горизонтальном сечении области тепловых источников (см. рис. 1),

$$F\left(\frac{u}{\tau_\mu}\right) = F(\omega) = \int_{-\infty}^{+\infty} f(t) e^{i\omega t} dt$$

— спектр лазерного импульса.

Анализ выражения (7) основан на том, что спектральная ширина входящих в подынтегральное выражение функций зависит от характерных временных масштабов: длительности импульса τ , а также времен запаздывания τ_a и τ_μ . Действительно, для спектра лазерного импульса $\omega \leq c_1/\tau$, для экспоненты $\omega \leq c_1/\tau_a$, для рациональной функции $\omega \leq c_1/\tau_\mu$, где c_1 — константа.

Из выражения (7) следует, что для длинных лазерных импульсов, когда $\tau \gg \tau_a$, $\tau \gg \tau_\mu$, форма звукового импульса определяется второй производной огибающей лазерного импульса

$$p(r, t) \approx -\frac{A\kappa J_0 a^2}{4\pi C_p r} \tau_\mu f''\left(t - \frac{r}{c}\right). \quad (8)$$

Для $\tau \gg \tau_a$, но $\tau \ll \tau_\mu$, т. е. когда область эффективного тепловыделения или, другими словами, оптико-акустическая антенна имеет форму узкого цилиндра, звуковой сигнал представляет собой импульс разрежения, по форме повторяющий огибающую «опрокинутого» лазерного импульса $f(t)$, с некоторой положительной добавкой, пропорциональной малому параметру τ/τ_μ :

$$p(r, t) = -\frac{A\kappa J_0 a^2}{4\pi C_p r \tau_\mu} \left\{ f\left(t - \frac{r}{c}\right) - \pi \frac{\delta}{\tau_\mu} \exp\left[-\left|t - \frac{r}{c}\right|\right] \right\}, \quad (9)$$

и $\delta = \int_{-\infty}^{+\infty} f(t) dt$ — «площадь» лазерного импульса.

Заметим, что в направлении падения лазерного луча ($\theta = 0$) выражения (8) и (9) справедливы для любого радиуса оптического пятна ($\tau_a = 0$ при любом a).

При $\tau \ll \tau_a$ имеем

$$p(r, t) = -\frac{AkJ_0 a^2 \delta}{8C_p r \tau_\mu^2} \left\{ \frac{4}{\sqrt{\pi} s} \exp\left(-\frac{\gamma^2}{s^2}\right) - \exp\left(\frac{s^2}{4}\right) \times \right. \\ \left. \times \left[\exp(-\gamma) \operatorname{Erfc}\left(\frac{s}{2} - \frac{\gamma}{s}\right) + \operatorname{Erfc}\left(\frac{s}{2} + \frac{\gamma}{s}\right) \exp(\gamma) \right] \right\}, \quad (10)$$

где $\operatorname{Erfc}(z) = \frac{2}{\pi} \int_z^\infty \exp(-t^2) dt$ — дополнительная функция ошибок, $\gamma = [t - (r/c)]/\tau_\mu$.

Форма звукового импульса оказывается универсальной (см. рис. 7), не зависит от огибающей лазерного импульса и определяется отношением

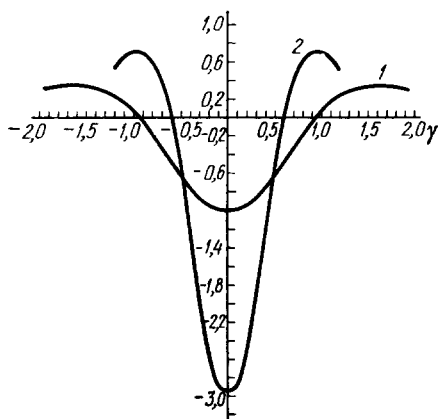


Рис. 7. Вид звукового сигнала, генерируемого коротким лазерным импульсом.

характерных времен s . От формы лазерного импульса зависит лишь амплитуда звукового сигнала. Звуковой сигнал состоит из двух фаз сжатия, разделенных фазой разрежения, причем этот сигнал симметричен относительно момента времени $t - (r/c)$.

импульсов, их длительностью и коэффициентом поглощения лазерного излучения в веществе. В спектре акустического поля возможно существование гармоник, которые генерируются оптимальным образом, по сравнению с другими, если для этой спектральной составляющей выполняются условия оптимального возбуждения, т. е. $k_n \approx \mu$, где k_n — волновое число звука гармоники номера n . При возбуждении звука последовательностью лазерных импульсов возрастает эффективность преобразования энергии лазерного излучения в звук.

5. ГЕНЕРАЦИЯ ЗВУКА В ДВИЖУЩЕЙСЯ СРЕДЕ. ЗВУКОВОЕ ПОЛЕ ДВИЖУЩЕГОСЯ ОПТИКО-АКУСТИЧЕСКОГО ИСТОЧНИКА

Влияние движения жидкости на оптическую генерацию звука рассматривалось в работе ³². При этом учитывалось волнение поверхности жидкости.

В работах ³³⁻³⁷ детально исследовалось поле движущегося оптико-акустического источника. В статье ³⁷ теоретически рассмотрены особенности генерации звука в жидкости лазерным импульсом произвольной формы при движении лазерного луча по поверхности жидкости. Практически никаких ограничений на скорость перемещения луча и вид его

б) Возбуждение звука последовательностью лазерных импульсов

Авторы работ ^{30, 31} исследовали звуковое поле, возбуждаемое в жидкости последовательностью лазерных импульсов. Основной особенностью здесь служит генерация большого числа акустических гармоник. Ширина возбуждаемого спектра определяется частотой повторения лазерных

траектории не накладывалось. Предполагалось лишь, что траектория движения луча расположена на конечной области поверхности жидкости, а звуковое поле исследовалось в дальней зоне по отношению к размерам этой области. Детально проанализированы случаи: а) прямолинейного и равномерного движения луча по конечной траектории; б) колебательного движения луча и в) равномерного движения луча по окружности.

Показано, что генерация звука движущимся равномерно и прямолинейно импульсным оптико-акустическим источником происходит так же, как и неподвижным, но «сжатым» в $|1 - \tilde{M}|$ раз лазерным импульсом, с эффективной длительностью $\tau |1 - \tilde{M}|$, форма которого описывается выражением

$$f\left(\frac{t}{|1 - \tilde{M}|}\right) |1 - \tilde{M}|^{-1},$$

где τ — длительность лазерного импульса, $\tilde{M} = (V/c) \sin \theta \cos \varphi$, V — скорость перемещения лазерного луча по поверхности жидкости, c — скорость звука в жидкости, θ и φ — угловые координаты, характеризующие направление в точку наблюдения.

Другими словами, практически все рассуждения и результаты, приведенные выше для случая генерации звука в жидкости лазерными импульсами при неподвижном лазерном луче, переносятся на случай движущегося, если рассматривать эффективный лазерный импульс.

При сверхзвуковом движении лазерного луча вдоль поверхности жидкости, т. е. при $\tilde{M} > 1$, эффективный импульс не только сжат, но и обращен во времени по отношению к лазерному импульсу. Это связано с тем, что в определенных направлениях наблюдения при сверхзвуковом движении источника звуковые возмущения, созданные оптико-акустическим источником позже, приходят в точку наблюдения раньше.

Огибающая акустического сигнала в черенковском направлении $((V/c) \sin \theta_1 \cos \varphi_1 = 1)$ при сверхзвуковом движении источника не зависит от формы и длительности лазерного импульса. Это, как видно из предыдущих рассуждений, обусловлено тем, что звуковое поле генерируется весьма коротким «сжатым» лазерным импульсом.

Однако огибающая акустического сигнала в направлениях, отличающихся от черенковского и даже близких к нему, определенным образом связана с видом лазерного импульса. Характерная ситуация наблюдается в случае, например, внутриимпульсной модуляции лазерного импульса с частотой ω_0 . Звуковой сигнал в черенковском направлении не зависит ни от формы лазерного импульса, ни от вида внутриимпульсной модуляции, однако акустический сигнал в направлениях, близких к черенковскому, в этом рассматриваемом случае лазерного импульса с внутриимпульсной модуляцией представляет собой пару импульсов,

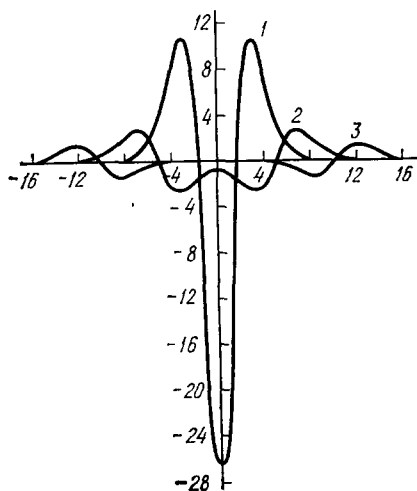


Рис. 8. Огибающая звукового сигнала в черенковском направлении (кривая 1) и импульсов включения (2) и выключения (3) при сверхзвуковом движении импульсного оптико-акустического источника.

которые являются откликами на «включение» и «выключение» лазерного импульса. Каждый из импульсов включения и выключения состоит из фазы сжатия и фазы разрежения, а промежуток времени между импульсами включения и выключения порядка величины $2|1 - \tilde{M}| \tau$. При выполнении неравенства $\omega_0 < 2|1 - \tilde{M}|/\tau$ между импульсами включения и выключения появляется почти синусоидальное заполнение на доплеровской частоте $\omega_0/|1 - \tilde{M}|$. В качестве иллюстрации на рис. 8 показаны: огибающая звукового сигнала в черенковском направлении (кривая 1) и импульсов включения и выключения (соответственно кривые 2 и 3).

В заключение отметим, что акустические эффекты, аналогичные рассмотренным, могут наблюдаться при движении светового фокуса в условиях самофокусировки лазерного излучения в нелинейной среде³⁸.

6. ПЕРЕХОДНОЕ ОПТИКО-АКУСТИЧЕСКОЕ ИЗЛУЧЕНИЕ

Если на поверхности или в приповерхностном слое жидкости (или твердого тела) на пути движения лазерного луча постоянной интенсивности встречается изменение свойств среды, возникает акустическое излучение, которое может быть названо переходным по аналогии с хорошо известным в электродинамике переходным излучением. В частности, переходное оптико-акустическое излучение должно наблюдаться при пересечении лучом лазера границы двух сред и может быть связано с несовпадением в этих средах любого из параметров: например, скорости звука, плотности, термодинамических параметров и т. п. Переходное излучение должно возникать и при перемещении лазерного луча, когда оптическое пятно выходит из-за экрана. Если свет в лазерном луче модулирован по интенсивности, возникающее в указанных случаях переходное оптико-акустическое излучение «искажает» акустический сигнал, обусловленный этой модуляцией и возникающий при поглощении света в жидкости. Некоторые особенности оптико-акустического переходного излучения изучались авторами работ^{39,40}; они же, по-видимому, первыми обратили внимание на этот эффект.

7. ОПТИКО-АКУСТИЧЕСКИЕ КОНЦЕНТРАТОРЫ ЗВУКА

Область поглощения света в среде можно формировать некоторым заданным образом, что дает возможность управлять расходимостью возбуждаемого в среде звукового пучка. Авторы работ^{41,42} предложили и теоретически и экспериментально исследовали оптико-акустические концентраторы, когда лазерный луч поглощается в тонком слое жидкости, ограниченной твердой оптической и акустически прозрачной сферической или цилиндрической оболочкой. Оптико-акустические концентраторы, по-видимому, открывают возможности получения высоких уровней акустического сигнала в области ультразвуковых и гиперзвуковых частот.

8. НЕКОТОРЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ ЭКСПЕРИМЕНТОВ ПО ЛАЗЕРНОЙ ГЕНЕРАЦИИ ЗВУКА В УСЛОВИЯХ ТЕПЛОВОГО МЕХАНИЗМА

Качественное согласие результатов экспериментов с теоретическими оценками было получено уже в работе⁴³. Авторы статей^{44,45} провели измерения зависимости эффективности лазерной генерации звука от величины параметра κ . Были измерены также угловые характеристики оптико-акустических источников в ближней и дальней зонах.

Результаты только что упомянутых работ и эксперименты других авторов показывают, что изложенные выше теоретические представления хорошо согласуются с экспериментальными фактами.

Так, например, из теории следует, что амплитуда звукового давления линейно растет с увеличением мощности оптического излучения. Это подтверждается на опыте. На рис. 9 сплошной линией показана соответствующая теоретическая зависимость, а кружками — результаты

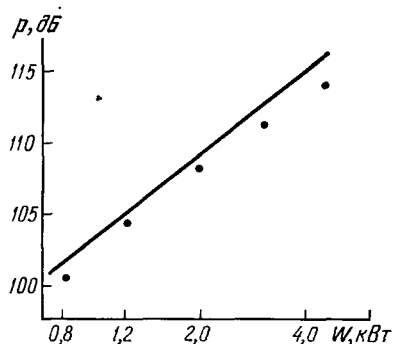


Рис. 9. Зависимость звукового уровня на оси оптико-акустического источника от мощности лазера.

Сплошная линия — теория; кружками указаны экспериментальные результаты ⁴⁶.

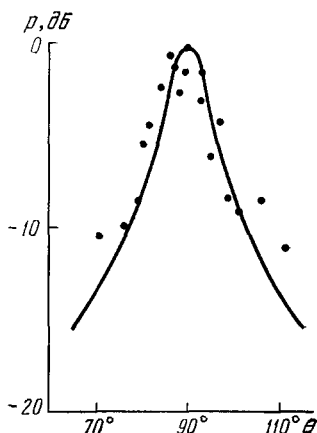


Рис. 10. Угловая зависимость звукового поля при лазерном возбуждении звука в воде.

Сплошная линия — теория, кружки — экспериментальные результаты ⁴⁶.

эксперимента ⁴⁶. По вертикальной оси отложена величина уровня звукового давления на оси оптико-акустического источника, т. е. в направлении распространения лазерного луча. Значение давления приведено к дистанции 1 м и нормировано по отношению к 10^{-6} Па. По горизонтальной оси показаны изменения мощности оптического излучения в киловаттах. Опыты ⁴⁶ проводились в воде в условиях озера. Неодимовый лазер ($\lambda_{\text{св}} = 1,06$ мкм) работал в импульсном режиме, и осуществлялась внутриимпульсная модуляция интенсивности оптического излучения. При этом частота модуляции была такой, что имел место квазимонохроматический режим генерации звука в воде.

На рис. 10 показаны теоретические (сплошная линия) и экспериментальные результаты (точки), характеризующие угловую зависимость звукового поля при лазерном возбуждении звука ⁴⁶. При этом частота звука $f = 50 \cdot 10^3$ Гц, $ka \ll 1$, дистанция, на которой проводились измерения, 16,8 м, а коэффициент поглощения света в воде $\mu = 15,7$ м⁻¹.

На рис. 11, а показаны звуковые импульсы, предсказанные теорией в предположении, что лазерный импульс имеет прямоугольную форму ²⁴, и зарегистрированные в эксперименте ²² (рис. 11, б). В основу расчетов положены условия экспериментов ²².

На рис. 12 показаны осциллограммы акустического сигнала в дальней зоне, генерируемого короткими лазерными импульсами ²⁹. Звуковые импульсы возбуждались в водном растворе медного купороса. Изменяя концентрацию раствора, можно было менять коэффициент поглощения света. Источником света служил лазер на рубине, излучающий импульсы длительностью $4 \cdot 10^{-8}$ с с энергией 0,08—0,1 Дж. Осциллограммы снима-

лись при следующих значениях параметров: а) $\mu = 0,3 \text{ см}^{-1}$, $a = 2,3 \text{ см}$, $\theta = 60^\circ$; б) $\mu = 0,8 \text{ см}^{-1}$, $a = 2,3 \text{ см}$, $\theta = 60^\circ$; в) $\mu = 1 \text{ см}^{-1}$, $a = 3 \text{ см}$,

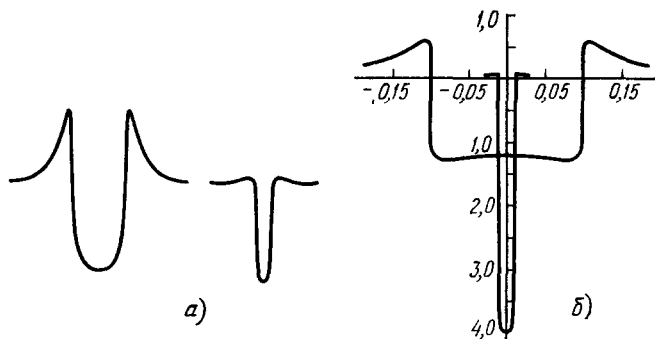


Рис. 11. Звуковые импульсы, зарегистрированные экспериментально ²³ (а) и предсказанные теорией ²⁴ (б).

$\theta = 40^\circ$. Можно видеть, что форма звукового импульса согласуется с рассчитанной по формуле (10) для коротких лазерных импульсов (см. рис. 7).

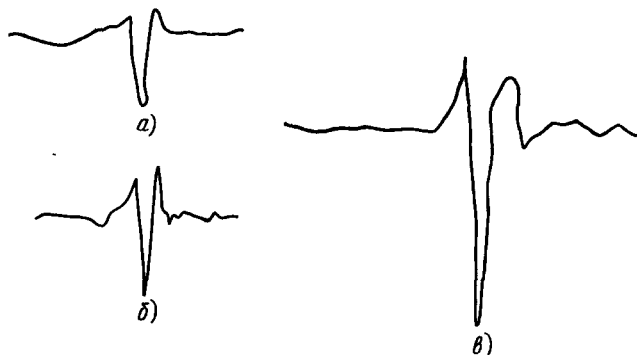


Рис. 12. Осциллограммы акустического сигнала в дальней зоне, генерируемого лазерными импульсами в водном растворе медного купороса ²⁹.

Результаты первых экспериментальных исследований акустического поля движущегося оптико-акустического источника изложены в работах ^{47,48}. Авторы статьи ⁴⁹ недавно провели эксперименты по переходному

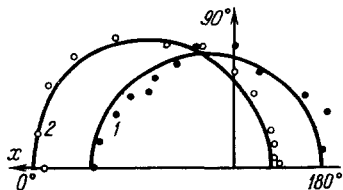


Рис. 13. Диаграмма направленности в горизонтальной плоскости движущегося оптико-акустического источника ⁴⁸.
1 — $V = 0,15 \text{ с}$, 2 — $V = 0,47 \text{ с}$ ⁴⁸.

оптико-акустическому излучению. Результаты опытов ⁴⁷⁻⁴⁹ согласуются с теоретическими представлениями. Так, например, на рис. 13 приведены результаты измерений диаграммы направленности в горизонтальной плоскости движущегося оптико-акустического источника ⁴⁸. Такой источник звука создавался в воде с помощью лазерного излучения, с длиной

волны 1,06 мкм. Коэффициент поглощения света в воде на этой длине волны $\mu = 0,17 \text{ см}^{-1}$. Частота модуляции лазерного излучения $f = 10^5 \text{ Гц}$. Импульс света имел энергию $E \approx 0,2 \text{ Дж}$ и длительность $\tau = 0,5 \text{ мс}$. Распределение интенсивности света по поперечному сечению

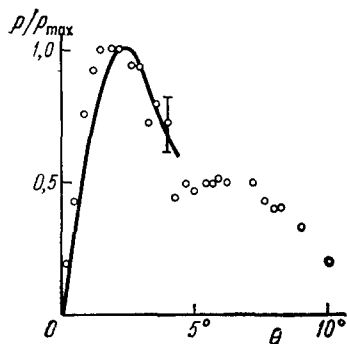


Рис. 14. Диаграмма направленности в вертикальной плоскости движущегося оптико-акустического источника в направлении движения ($V = 0,3 \text{ с}$)⁴⁸.

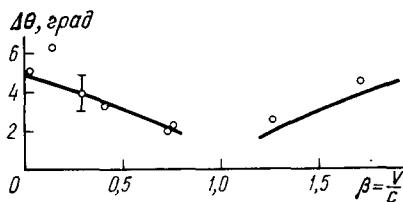


Рис. 15. Влияние скорости движения лазерного луча оптико-акустического источника на полуширину диаграммы направленности в вертикальной плоскости в направлении движения⁴⁸.

лазерного луча на поверхности воды было близко к гауссову. Радиус светового пятна на поверхности воды $a \approx 0,25 \text{ см}$. Сплошными кривыми изображены результаты расчетов, кружочками — результаты экспериментов. Можно видеть, что диаграмма направленности в горизонтальной плоскости движущегося оптико-акустического источника оказывается вытянутой в направлении движения. С увеличением скорости движения происходит рост амплитуды звука, излученного в направлении движения, и спад амплитуды в противоположном направлении.

Движение оптико-акустического источника влияет на диаграмму направленности в вертикальной плоскости. Происходит сужение диаграммы направленности в направлении движения источника и ее уширения в направлении, противоположном движению. На рис. 14 приведены результаты измерений диаграммы направленности в вертикальной плоскости в направлении движения оптико-акустического источника, параметры которого были указаны выше при скорости движения $V = 0,3 \text{ с}$. Теоретическая зависимость показана сплошной линией. Зависимость полуширины диаграммы направленности от скорости движения приведена на рис. 15⁴⁸.

В заключение этого раздела приведем результаты расчетов зависимости уровня звукового давления в чистой воде от частоты звука и мощ-

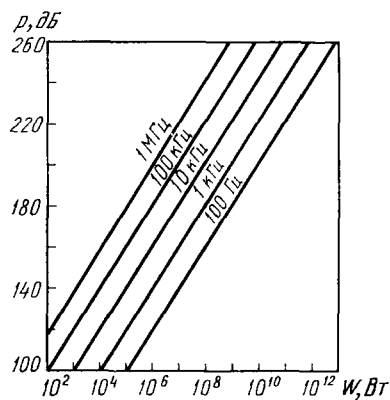


Рис. 16. Зависимость уровня звукового давления от частоты звука и мощности оптического излучения в чистой воде для неодимового лазера⁴⁶.

ности оптического излучения в воде для неодимового лазера (рис. 16 ⁴⁶). По горизонтальной оси отложена величина оптической мощности в воде в ваттах, а по вертикальной оси — уровень звукового давления в дБ по отношению к 10^{-6} Па, приведенному к расстоянию 1 м в направлении луча лазера. Эти результаты в определенной мере характеризуют эффективность преобразования оптической энергии в акустическую при тепловом механизме.

9. ОПТИЧЕСКАЯ ГЕНЕРАЦИЯ ЗВУКА. НЕЛИНЕЙНЫЕ ЭФФЕКТЫ

а) Нелинейные термодинамические эффекты

При умеренных плотностях выделившейся в среде энергии могут стать существенными нелинейные эффекты, обусловленные зависимостью термодинамических параметров среды от температуры. Если эти изменения невелики, удается развить приближенную теорию оптической генерации звука с учетом нелинейных термодинамических эффектов ^{50,51}.

Теория основана, по существу, на замене правой части неоднородного волнового уравнения (1), которая в общем виде может быть представлена выражением

$$-\rho \frac{\partial^2}{\partial t^2} \left(\frac{\kappa}{\rho} \frac{q}{C_p} \right),$$

и решении соответствующей краевой задачи; здесь $q(t)$ — плотность выделившейся в среде энергии.

Если приближенно написать

$$\kappa = \kappa_0 (T_0) + \kappa_1 (T_0) (T - T_0) + \dots,$$

а величину ρC_p принять постоянной, то решение краевой задачи для модифицированного волнового уравнения можно представить в виде ⁵⁰

$$p(t) = p_1(t) \left(1 + \frac{\kappa_1}{\kappa_0} \frac{q}{\rho C_p} \right), \quad (11)$$

где $p_1(t)$ — решение соответствующей краевой задачи для уравнения (1). Величина

$$N = \frac{\kappa_1}{\kappa_0} \frac{q}{\rho C_p}$$

может рассматриваться как мера влияния температурных нелинейных эффектов. Для воды, например, она становится весьма значительной в окрестности температурной точки $T_0 = 4^\circ\text{C}$, когда $\kappa_0 = 0$.

Полученное выражение было использовано для численного расчета акустических сигналов, возбуждаемых в воде импульсами неодимового лазера; длительность импульса $\tau = 4 \cdot 10^{-5}$ с, $q = \text{const}$. Расчет производился для трех значений начальной температуры среды $T_0 = 38$, 11 и 4°C .

Результаты расчета формы акустического сигнала в точке наблюдения, расположенной на оси z (в направлении падения лазерного луча) в дальней зоне, при различных значениях нелинейного параметра N , приведены на рис. 17. Можно видеть, что при малых значениях N нелинейные поправки невелики (рис. 17, а), по мере увеличения параметра N роль нелинейных эффектов возрастает (рис. 17, б) и становится определяющей при больших значениях параметра (рис. 17, в).

Качественно влияние нелинейности приводит к возрастанию «хвостовой» части акустического сигнала. Это объясняется тем, что по мере выделения энергии растет коэффициент объемного теплового расширения

среды, а это, в свою очередь, приводит к более эффективной генерации звука в конце лазерного импульса.

В случае возбуждения звукового сигнала в воде «длинным» лазерным импульсом с внутриимпульсной модуляцией интенсивности света по гармоническому закону, влияние термодинамической нелинейности приводит к затягиванию акустического сигнала и появлению второй гармоники частоты модуляции в его спектре. Интересно отметить, что благодаря

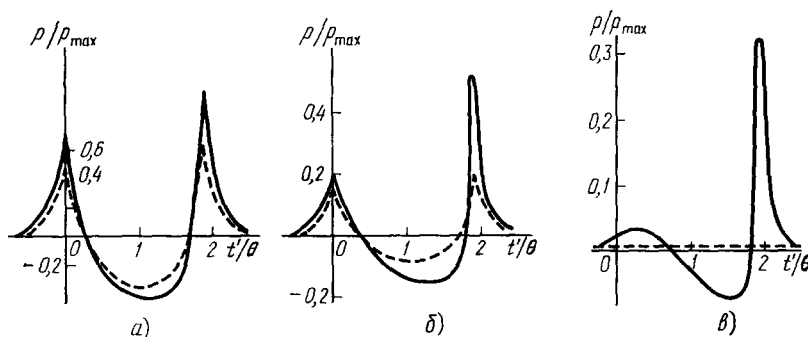


Рис. 17. Форма акустического сигнала в дальней зоне при различных значениях нелинейного параметра⁶⁰.

а) $N = 0,08$; б) $N = 0,35$; в) $N = \infty$ ($T_0 = 4^\circ \text{C}$). По оси ординат отложено давление в отн. ед.; по оси абсцисс — безразмерное время. Штриховыми линиями изображены результаты линейной теории.

влиянию нелинейных термодинамических эффектов оказывается возможной оптическая генерация звука в воде при температурах, близких к 4°C , когда в соответствии с линейной теорией это явление вообще должно было бы отсутствовать. Возбуждаемый акустический сигнал в этом случае определяется вторым слагаемым формулы (11). При этом коэффициент трансформации световой энергии в звуковую определяется выражением

$$\eta_1 = \frac{1}{4} \left(\frac{\kappa_1 c}{C_p^2} \right)^2 \left(\frac{q}{\rho} \right)^3, \quad (12)$$

т. е. коэффициент трансформации растет пропорционально кубу плотности энергии.

Обычно величина его, однако, невелика. Так, например, для воды при $T_0 = 20^\circ \text{C}$ и $q = 40 \text{ Дж/см}^3$ получаем $\eta_1 = 10^{-4}$. Для сравнения заметим, что эффективность линейного механизма тепловой генерации звука, описываемого первым слагаемым формулы (11), характеризуется выражением

$$\eta \approx \frac{1}{4} \left(\frac{\kappa c}{C_p} \right)^2 \frac{q}{\rho}. \quad (13)$$

б) Гидродинамическая нелинейность. Параметрические оптико-акустические источники звука

Наряду с нелинейными термодинамическими эффектами на формирование акустического сигнала может оказать влияние и гидродинамическая нелинейность, т. е. нелинейность гидродинамических уравнений. Она проявляется в том, что с увеличением плотности энергии оптического излучения, выделяемой в среде, скорость расширения нагреваемой области среды существенно возрастает и интенсивность возбуждаемого

звука растет. При больших интенсивностях возбуждаемого звука развиваются нелинейные акустические явления постепенной деформации профиля возбуждаемой волны при ее распространении вследствие разницы в скоростях перемещения различных участков профиля волны. Это изменение профиля приводит к увеличению крутизны переднего фронта импульса сжатия и может вызвать образование слабой ударной волны. Если p' — пиковое значение давления в акустическом импульсе сжатия, а l — его длина, то существенные нелинейные искажения импульса (в условиях плоской задачи) происходят на расстояниях порядка $L = l\rho c^2/\epsilon p'$, где ϵ — нелинейный параметр среды⁵². В режимах, типичных для теплового механизма оптической генерации звука в жидкостях, это расстояние, характеризующее масштаб развития гидродинамической нелинейности, оказывается обычно большим по сравнению с размерами области генерации звука (т. е. области тепловыделения) или, другими словами, всегда $L \gg \mu^{-1}$. Поэтому нелинейные акустические эффекты практически не влияют на сам процесс оптического возбуждения звука в этом случае. С другой стороны, в области, где становятся заметными обусловленные акустической нелинейностью изменения профиля волны, уже не проявляется специфика оптического возбуждения звука. Задача естественным образом как бы разбивается на два этапа: а) расчет оптической генерации звука на основе теории теплового механизма, б) расчет нелинейной эволюции заданного акустического сигнала. Процесс нелинейного распространения мощных акустических сигналов хорошо изучен⁵³. Известно, например, что в случае плоской одномерной задачи импульс сжатия произвольной формы после прохождения расстояния порядка L становится треугольным, причем на его переднем фронте образуется слабый разрыв⁵². Ширина разрыва δ пропорциональна диссипативному коэффициенту $\nu = (2c^3/\omega^2) \alpha_s$, где α_s — коэффициент поглощения звука частоты ω , и обратно пропорциональна величине пикового давления p' в импульсе сжатия

$$\delta = \frac{\rho c \nu}{\epsilon p'}. \quad (14)$$

Очевидно, что нелинейные акустические эффекты при распространении импульса сжатия оказываются существенными, если ширина разрыва мала по сравнению с пространственной длиной импульса l , откуда получаем следующее условие проявления нелинейных акустических эффектов:

$$\frac{\epsilon p' l}{\rho c \nu} \gg 1. \quad (15)$$

Наряду с описанным поэтапным подходом, теоретическое описание нелинейных акустических эффектов при оптической генерации звука удастся провести еще в одном специальном случае, когда возбуждается плоская волна в одном направлении. Такой случай может быть реализован, например, при генерации звука сканирующим лучом лазера, когда область генерации движется со звуковой скоростью. Процесс генерации плоской волны конечной амплитуды в этом случае хорошо описывается (в квадратичном приближении) неоднородным уравнением Бюргерса.

Неоднородное уравнение Бюргерса (в одномерном случае), поэтапный метод и уравнение Заболотской — Хохлова (в двумерном случае) могут быть использованы для расчета так называемых параметрических оптико-акустических источников звука.

Действительно, если на границу поглощающей свет среды одновременно действуют два лазерных луча с модулированной интенсивностью и частоты модуляции различны, например, ω_1 и ω_2 , $\omega_1 > \omega_2$, если при

этом выполняется условие (15) и генерируются интенсивные высокочастотные звуковые колебания в области поглощения света и вдали от нее на расстояниях порядка L , то в дальней зоне на значительных расстояниях $r \gg L$ могут наблюдаться звуковые колебания разностной частоты $\Omega = \omega_1 - \omega_2$, точно так же как это происходит при взаимодействии двух ультразвуковых интенсивных пучков, возбуждаемых традиционным способом. Звуковые колебания суммарной частоты $\omega_1 + \omega_2$, так же как и колебания с частотами ω_1 и ω_2 , затухнут из-за поглощения звука в жидкости.

В этом случае осуществляется оптико-акустическая параметрическая генерация низкочастотного звука при оптическом возбуждении высокочастотных ультразвуковых колебаний.

Оптико-акустический параметрический источник звука может быть реализован при действии на поглощающую среду лазерного луча при одновременной модуляции интенсивности оптического излучения на высокой и низкой частотах. Тогда генерируемые в среде высокочастотные ультразвуковые колебания, для которых, в частности, легко могут быть выполнены оптимальные условия оптической генерации звука, будут играть роль «накачки» в оптико-акустическом параметрическом источнике звука, в дальней зоне которого будут наблюдаться низкочастотные акустические волны. В заключение отметим, что некоторые из рассматриваемых выше вопросов изложены в работах ⁵⁴⁻⁵⁶.

10. ОПТИЧЕСКАЯ ГЕНЕРАЦИЯ ЗВУКА. СУЩЕСТВЕННО НЕЛИНЕЙНЫЕ ЭФФЕКТЫ

Существенно нелинейными оказываются процессы лазерной генерации звука при поверхностном испарении, взрывном вскипании и оптическом пробое среды ввиду сильных возмущений ее равновесного состояния, сопровождающихся фазовыми переходами и газогидродинамическими явлениями. Следует подчеркнуть, что из-за сложности физических явлений, возникающих при действии мощного лазерного излучения на вещество, акустические аспекты этих явлений изучены мало и требуют еще детальных исследований. Однако уже на основе выполненных и опубликованных работ можно построить в некоторой мере качественную картину, а в ряде случаев дать количественные оценки процессам генерации звука в условиях, когда плотность выделившейся в среде энергии весьма значительна. При этом оказываются эффективными подходы, противоположные выше рассмотренному акустическому и основанные, в частности, на приближениях теории сильного взрыва.

а) Возбуждение звука при поверхностном испарении вещества

Эффект генерации звука, обусловленный испарением вещества, становится заметным, когда температура вещества в результате действия оптического излучения приближается к точке кипения. Если это происходит к концу лазерного импульса, то акустический сигнал, вызванный испарением, проявляется в виде дополнительного пика давления, появляющегося в «хвостовой» части сигнала, возбуждаемого в результате теплового расширения среды ²⁰.

С увеличением плотности выделившейся энергии этот максимум растет и становится определяющим на протяжении всего акустического сигнала ⁵⁷. При этом, как показывают результаты детальных исследований (см., например, ^{58,59}), выполненных методом теневой скоростной

фотографии, с ростом интенсивности лазерного излучения, действующего на поверхность жидкости (воды), происходит бурное испарение приповерхностного слоя, из которого вырывается струя пара навстречу лазерному лучу. Вторгаясь с большой скоростью в воздушное пространство, струя пара порождает в воздухе интенсивную ударную волну, а действующий на поверхность жидкости импульс отдачи возбуждает в ней волну сжатия. После окончания лазерного импульса, в результате отражения волны сжатия от свободной поверхности, появляется волна разрежения. Последняя вызывает кавитацию в приповерхностной области жидкости, проявляющуюся в появлении отчетливо наблюдаемых пузырьков. Волна сжатия в жидкости распространяется со звуковой скоростью. Скорость ударной волны в воздухе оказывается существенно сверхзвуковой. Так, например, авторы работы⁶⁰ установили, что при действии на поверхность воды импульса CO_2 -лазера с энергией 1,67 дж и длительностью $75 \cdot 10^{-9}$ с, и при диаметре оптического пятна на поверхности воды $2a = 0,8$ см скорость распространения ударной волны в воздухе на ее начальном участке составляла 6,4 с (здесь c — скорость звука в воздухе), в то время как скорость волны сжатия в воде практически совпадала со скоростью звука.

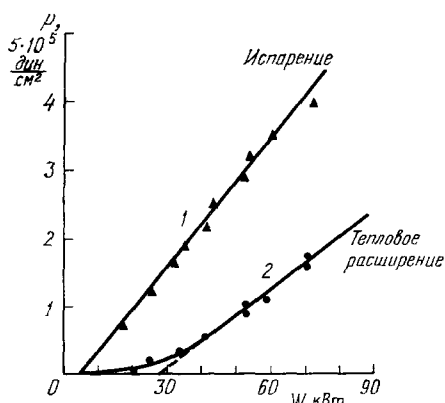


Рис. 18. Зависимость пикового давления в волне сжатия в жидкости от мощности лазерного импульса⁵⁷.

1 — испарительный механизм возбуждения, 2 — тепловой механизм.

Уже в одной из первых работ, посвященной испарительному механизму оптической генерации звука, было установлено, что давление в волне сжатия в воде может достигать нескольких атмосфер⁶¹. Дальнейшие исследования показали, что амплитуды давления могут оказаться еще более значительными.

В качестве иллюстрации на рис. 18 приведена зависимость максимального значения, т. е. так называемого пикового давления в акустическом импульсе в воде от мощности оптического излучения для импульсного CO_2 -лазера (график 1) на расстоянии 3 см от области генерации⁶⁰. Длительность лазерного импульса составляла (по полуширине) $3,5 \cdot 10^{-7}$ с, лазерное излучение фокусировалось на поверхность воды линзой. На этой же фигуре (график 2) изображено изменение амплитуды сигнала, возбуждаемого за счет теплового механизма, когда лазерный луч не фокусировался. Можно видеть, что для испарительного механизма величина пикового давления пропорциональна $W - W_{\text{п}}$, где W — мощность лазерного импульса и $W_{\text{п}}$ — пороговое значение мощности лазерного импульса, соответствующее началу испарения воды.

Описанная выше картина явления возбуждения звука при испарении вещества под действием лазерного излучения наблюдается, пока величина объемной плотности оптической энергии, вводимой в вещество, не достигает некоторого критического значения, при котором возникает оптический пробой в парах испаряющегося вещества. Последнее наблюдается, в частности, при взаимодействии излучения CO_2 -лазера интенсивностью $\geq 10^8$ Вт/см² с поверхностью непроводящей жидкости, а также при действии оптического излучения интенсивностью 10^6 — 10^7 Вт/см² на поверхность металлов.

Описанная выше картина явления возбуждения звука при испарении вещества под действием лазерного излучения наблюдается, пока величина объемной плотности оптической энергии, вводимой в вещество, не достигает некоторого критического значения, при котором возникает оптический пробой в парах испаряющегося вещества. Последнее наблюдается, в частности, при взаимодействии излучения CO_2 -лазера интенсивностью $\geq 10^8$ Вт/см² с поверхностью непроводящей жидкости, а также при действии оптического излучения интенсивностью 10^6 — 10^7 Вт/см² на поверхность металлов.

Оптический пробой в парах испаряющегося вещества приводит к образованию сильно поглощающей свет плазмы и возникновению детонационной волны, бегущей навстречу лазерному лучу и получающей энергию в результате поглощения света на фронте волны. Эти явления подробно рассматриваются авторами многочисленных работ по физике действия мощного лазерного излучения на металлы. Не имея возможности останавливаться на этих работах в деталях, укажем лишь в качестве примера на исследование такого режима авторами работ^{62,63}.

Итак, можно условно выделить три режима лазерного возбуждения звука при испарении вещества по мере увеличения интенсивности света: а) слабое испарение — когда плотность выделившейся в веществе энергии близка к величине теплоты парообразования; б) интенсивное испарение (бурное вскипание) — когда плотность выделившейся энергии существенно превышает теплоту парообразования, но оптического пробоя паров не происходит, и в) плазменный режим — когда интенсивность света настолько велика, что происходит оптический пробой продуктов испарения и возникает плазма, поглощающая лазерное излучение и экранирующая поверхность вещества.

Такое разделение режимов лазерной генерации звука при испарении вещества весьма условно, так как лежащий в основе испарительного механизма процесс перехода конденсированного состояния в газообразное под действием лазерного излучения характеризуется сочетанием сложных нелинейных явлений: образования перегретой жидкости; тепловой неустойчивости фронта испарения; сочетания поверхностного и объемного, вызванного развитием нестабильных зародышей, механизмов испарения; возможности под действием импульсного нагрева перехода нагретой жидкости в приповерхностном слое в метастабильное состояние, что приводит к сильному изменению теплофизических параметров среды. Изучение этих эффектов является важным разделом физики нерезонансного взаимодействия мощного лазерного излучения с веществом⁶⁴.

Теоретическое описание испарительного механизма оптической генерации звука весьма затруднительно. Тем не менее некоторые оценки могут быть получены на основе несложных моделей.

Сравнительно наиболее просто удастся выполнить приближенные расчеты генерации звука при очень больших интенсивностях света, когда происходит оптический пробой продуктов испарения и образование плазменного факела. В этом случае в основе явления лежит процесс поглощения света в плазме и образование бегущей навстречу лазерному лучу детонационной волны, за фронтом которой образуется область повышенного давления, действующего на поверхность жидкости.

Так, например, автором работы⁶² были рассчитаны давление на поверхность и величина механического импульса, получаемого металлической мишенью (жидкостью) в результате воздействия мощного лазерного импульса в условиях плазменного режима испарения.

Рассматривалась начальная стадия процесса, когда задачу можно считать плоской и одномерной. На основе известных соотношений определялась скорость детонационной волны и давление за ее фронтом. Течение газа между фронтом волны и поверхностью жидкости (мишени) полагалось изэнтропическим, и, зная величину давления за фронтом волны, определяли из решения одномерной газодинамической задачи давление, действующее на поверхность жидкости. Изменение этого давления, возникающее после окончания лазерного импульса, вычисляли на основе известного автоматического решения начальной задачи о плоском взрыве.

Были получены следующие соотношения для давления p_{s1} на поверхности жидкости (мишени) в процессе действия лазерного импульса

длительностью τ и интенсивностью J :

$$p_{s1} = \frac{\rho_0}{\gamma+1} \left(\frac{\gamma+1}{2\gamma} \right)^{2\gamma/(\gamma-1)} \left[2(\gamma^2-1) \frac{J}{\rho_0} \right]^{2/3} \quad (16)$$

и после окончания лазерного импульса:

$$p_{s2} = p_{s1} \left(\frac{\tau}{t} \right)^{2/3}, \quad (17)$$

где ρ_0 — равновесная плотность и γ — отношение удельных теплоемкостей газа перед фронтом детонационной волны.

Для механического импульса, получаемого мишенью,

$$M = 6 \left(\frac{\gamma+1}{2\gamma} \right)^{2\gamma/(\gamma-1)} \frac{\gamma^2-1}{(\gamma+1)^{3/2}} \left(\frac{\rho_0}{p_0} \right)^{1/2} J\tau \sim \frac{J\tau}{c}, \quad (18)$$

где p_0 — равновесное давление и c — скорость звука в газе перед фронтом детонационной волны.

Проведенные по формуле (18) расчеты согласуются с экспериментальными данными. Так, например, при падении лазерного излучения интенсивностью 10^8 Вт/см² на металлические мишени зарегистрированный экспериментально механический импульс, полученный мишенью и отнесенный к энергии лазерного импульса, составил 1,1 дин·с/Дж. Соответствующее теоретическое значение 1,08 дин·с/Дж.

Автор работы ⁶⁶ провел приближенный расчет давления, действующего на поверхность жидкости в поле лазерного излучения высокой интенсивности ($J \approx 10^8$ Вт/см²) в режиме сильного испарения жидкости, но при условии, что образования плазмы не происходит. Для определения временного хода давления на поверхности жидкости использовалась теория взрывной волны, а также результаты работы ⁶⁵. Предполагалось, что энергия лазерного импульса полностью поглощается в ударной волне. Вначале определялся закон движения фронта ударной волны в воздухе. При этом выделялось три стадии: движение плоской ударной волны переменной энергии, пока пройденное волной расстояние не превосходит радиуса лазерного луча; движение сферической ударной волны переменной энергии — при дальнейшем движении волны, пока лазерный импульс не кончился, и, наконец, движение сферической ударной волны постоянной энергии — после окончания лазерного импульса. Выполненные расчеты показывают, что на первой стадии процесса давление на поверхности жидкости может быть определено из выражения

$$p_s = \left(\frac{\gamma+1}{2\gamma} \right)^{2\gamma/(\gamma-1)} \left(\frac{\rho_0}{\gamma+1} \right) \left(\frac{Jc^2}{p_0} \right)^{2/3} \approx 0,16 \left(\frac{Jc^2}{p_0} \right)^{2/3}, \quad (19)$$

где, как и выше, ρ_0 , p_0 , c — соответственно равновесные плотность, давление и скорость звука в атмосфере, а γ — отношение теплоемкостей за фронтом ударной волны (при расчете было принято $\gamma = 1,2$).

На второй стадии

$$p_s = 0,16\rho_0 \left(\frac{Jc^2\tau}{p_0} \right)^{2/3} (t)^{-2/3}, \quad (20)$$

и на последней стадии процесса

$$p_s = 0,16\rho_0 \left(\frac{Jc^2\tau}{p_0} \right)^{2/3} t_3^{8/5} t^{-6/5}, \quad (21)$$

где

$$t_3 = \left(\frac{a^3 p_0}{Jc^2\tau} \right)^{1/2}. \quad (22)$$

Результаты расчета давления на поверхность воды при воздействии импульса CO_2 -лазера приведены на рис. 19. При расчете было принято $J_1 = 10^7 \text{ Вт/см}^2$, $J_2 = 10^8 \text{ Вт/см}^2$, $\tau = 10^{-6} \text{ с}$, $2a = 30,48 \text{ см}$, $p_0 = 0,1 \text{ МПа}$, $c = 3,4 \cdot 10^4 \text{ см/с}$.

Максимальное давление на поверхность воды составляет 4,8 и 22,2 МПа для двух принятых при расчете значений интенсивностей лазерного излучения.

Более точные расчеты, учитывающие образование приповерхностного так называемого кнудсеновского слоя в процессе испарения вещества, содержатся в работе ⁶⁷. Результаты численных расчетов ⁶⁷, в частности, показывают, что при падении лазерного излучения интенсивностью

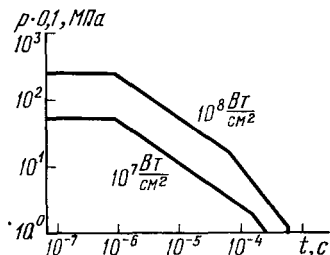


Рис. 19. Зависимость давления на поверхность воды от времени при разных интенсивностях излучения CO_2 -лазера и длительности импульса 10^{-6} с .

10^6 Вт/см^2 на алюминиевую мишень, находящуюся в воздухе при атмосферном давлении, действующее на мишень давление составляет 2 МПа.

При умеренных интенсивностях света, а точнее, при таких плотностях вводимой в жидкость энергии света, когда не происходит бурного вскипания жидкости, т. е. в условиях так называемого слабого испарения, можно не учитывать газодинамических эффектов вблизи поверхности жидкости, находящейся под действием лазерного излучения, и свести задачу к расчету тепловых явлений нагрева и испарения конденсированной среды. Здесь, однако, приходится сталкиваться с весьма сложной картиной фазового перехода жидкость — пар под действием лазерного излучения. Ввиду того, что глубина проникновения света внутрь жидкости обычно превосходит толщину слоя, из которого происходит испарение, процесс испарения определяется передачей энергии за счет теплопроводности из слоя, в котором происходит объемное выделение энергии. Характер этого процесса может осложниться рядом факторов. К их числу относится, в частности, возможность перехода при импульсном нагреве перегретой жидкости в приповерхностном слое в метастабильное состояние, что может привести к сильному изменению теплофизических параметров среды. Если за время существования метастабильного состояния успевают проявиться спинодальные сингулярности теплофизических параметров, то выход на стационарный режим испарения становится немонотонным. В результате объемного поглощения в приповерхностном слое жидкости накапливается энергия, превышающая уровень, необходимый для поддержания стационарного режима поверхностного испарения. Сброс этой избыточной энергии сопровождается кратковременным повышением температуры поверхности и, соответственно, появлением пика на кривой испарительного давления ^{68, 69 *}).

Этот эффект иллюстрируется рис. 20, взятым из работы ⁶⁹, содержащей численный расчет процесса испарения вещества под действием лазер-

*) Хотя, вообще говоря, из-за тепловой неустойчивости фронта испарения возможность перехода перегретой жидкости в приповерхностном слое в метастабильное состояние кажется маловероятной ⁶⁴.

ного излучения с учетом изменения термодинамических параметров. При малых плотностях выделившейся энергии $E = 3,0 \text{ Дж/см}^2$ испарительное давление описывается плавной кривой 1. С увеличением интенсивности лазерного излучения картина меняется. При $E = 3,5 \text{ Дж/см}^2$ появляется резкий пик на кривой, характеризующей временной ход испарительного давления (кривая 2 *). Величина этого пика сильно зависит от интенсивности лазерного излучения; двухкратное увеличение интенсивности света приводит к почти двадцатикратному увеличению

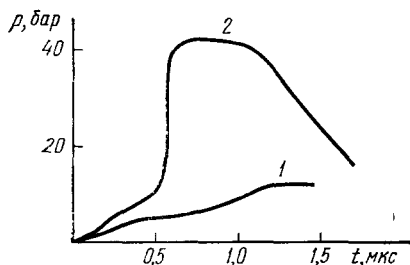


Рис. 20. Временной ход давления на поверхности жидкости⁶⁹.

1 — при малых поверхностных плотностях выделившейся энергии $3,0 \text{ Дж/см}^2$ (слабое испарение), 2 — при увеличении плотности — $3,5 \text{ Дж/см}^2$.

пикового давления. Эти численные результаты качественно подтверждаются на опыте⁷⁰. Далее, наличие максимума температуры в приповерхностном слое жидкости, где происходит объемное поглощение света, может привести к развитию тепловой неустойчивости фронта испарения. Наконец, характер испарения жидкости может существенно измениться в результате развития эффектов объемного вскипания.

Как уже отмечалось выше, весьма важной характеристикой процесса лазерной генерации звука в жидкости служит коэффициент преобразования оптической энергии в акустическую. Оценку коэффициента преобразования в условиях режима сильного испарения вещества под действием лазерного излучения можно получить, если воспользоваться несколько модифицированной теоретической моделью⁶⁷, как это сделано в работе⁷¹.

Выражение для коэффициента преобразования имеет вид

$$\eta_2 = \frac{[\gamma(\gamma+1)]^{2/3} (\gamma_n - 1)^{4/3} p_0^{2/3} J^{1/3}}{\rho_1 c_1^4}, \quad (22')$$

где p_0 , c — равновесные давление и скорость звука в воздухе, γ — показатель адиабаты в воздухе, γ_n — показатель адиабаты для пара, ρ_1 и c_1 — плотность и скорость звука в жидкости.

Можно привести пример численной оценки. Пусть импульс CO_2 -лазера интенсивностью $J = 10^8 \text{ Вт/см}^2$ падает на поверхность воды, граничащей с атмосферным воздухом при $p_0 = 0,1 \text{ МПа}$. Оказывается, что доля энергии, уносимая звуковой волной, будет составлять примерно $\eta_2 = 10^{-2}$ от энергии лазерного импульса.

Давление, действующее на поверхность жидкости, можно в рассматриваемом случае определить из формулы

$$p_s = \frac{[\gamma(\gamma+1)]^{1/2} (\gamma_n - 1) J p_0^{1/2}}{\gamma_n c}. \quad (23)$$

Зная давление, действующее на поверхность жидкости, на площадке, равной размеру освещаемого пятна, можно определить акустический

*) Длина пробега света μ^{-1} в рассматриваемом случае всегда мала по сравнению с характерными размерами задачи, и можно считать, что энергия лазерного излучения выделяется на поверхности жидкости.

сигнал, возбуждаемый в жидкости, с помощью соотношения

$$p = \frac{a^2}{2rc_1} \frac{p_s}{\tau}. \quad (24)$$

Если считать, что в приведенном выше примере радиус лазерного луча $a = 1$ см и длительность лазерного импульса $\tau = 10^{-5}$ с, то на расстоянии $r = 10^2$ см получим $p = 10^5$ Па.

Приведенные выше оценки согласуются по порядку величины с экспериментальными данными работы ⁵⁹.

б) Возбуждение звука при оптическом пробое жидкости

При фокусировке лазерного излучения в объеме жидкости плотность выделившейся энергии может стать настолько большой, что жидкость в фокальной области бурно вскипает, образуется быстро расширяющаяся паровая полость и излучается волна сжатия ⁶. При еще больших интенсивностях света и плотностях выделившейся энергии возникает явление оптического пробоя, сопровождающееся ударной волной ⁷³⁻⁷⁵. Общая картина явления сводится к следующему. При превышении некоторой пороговой интенсивности в фокальной области происходят микровзрывы и появляются полости, заполненные светящейся плазмой. Лазерное излучение поглощается в плотной плазме, сообщая дополнительную энергию полости. Под действием повышенного давления полость расширяется, излучая ударную волну. После окончания лазерного импульса и прекращения выделения энергии в плазменной полости газ остывает, свечение прекращается и образуется пузырек, совершающий несколько пульсаций.

Важная особенность оптического пробоя — пороговый характер явления. Величина пороговой интенсивности света зависит от свойств жидкости. Установлено ⁷⁶, что значение пороговой интенсивности определяется наличием в жидкости твердых микрочастиц и, в частности, частичек сажи, всегда присутствующих в атмосфере, а, следовательно, и в находящейся с ней в контакте жидкости, например, воде. Твердые частицы, поглощая свет, разогреваются до температуры 10^4 К, соответствующей области первой ионизации атомов и образованию плотной плазмы. В плазме происходит сильное поглощение света, ведущее к ее дальнейшему разогреву и образованию плазменной полости.

При небольших превышениях интенсивности над порогом и в достаточно чистых жидкостях число возникающих плазменных образований невелико и они обычно расположены на одной прямой, образуя своеобразный штур, по-видимому, соответствующий области максимальной интенсивности света. При увеличении интенсивности пузырьки сливаются, образуя лазерную искру. Фотография такой искры, полученная при фокусировке гигантского импульса рубинового лазера в воде ($E = 0,6$ Дж, $\tau = 2 \cdot 10^{-8}$ с), приведена на рис. 21 ⁷⁸. При умеренных мощностях лазер-

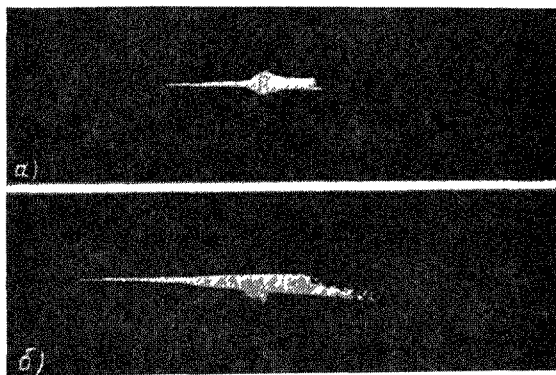


Рис. 21. Фотография лазерной искры в очищенной от примесей воде ⁷⁸.

ного излучения форма искры близка к сферической (рис. 21, а), при больших она принимает вытянутую форму (рис. 21, б).

Если концентрация микрочастиц сравнительно велика (неочищенная жидкость), при увеличении интенсивности света число плазменных образований в жидкости растет и они образуют облако светящихся пузырьков. Фотография такого облака при фокусировке в водопроводной воде импульса рубинового лазера ($E = 0,2$ Дж, $\tau = 3 \cdot 10^{-8}$ с) представлена на рис. 22⁷⁹.

Расширение плазменной полости (области) вызывает излучение волны сжатия или ударной волны. Регистрация волн сжатия производилась оптическим методом и с помощью широкополосных пьезодатчиков. Так, например, авторы работ^{75,79}, используя в измерениях теневой метод, установили, что при оптическом пробое в различных жидкостях (вода, CCl_4 , бензол) форма волны сжатия близка к сферической, а ее скорость распространения в интервале 3—15 мксек после пробоя близка к скорости звука. Это не удивительно, ибо скорость распространения слабых ударных

волн в жидкости, как известно, мало отличается от скорости звука.

Тщательные исследования, однако, показывают, что на начальной стадии распространения ударной волны, возникающей в жидкости при оптическом пробое, ее скорость несколько превышает скорость звука⁸⁰, и может наблюдаться некоторое нарушение сферической симметрии. В частности, может наблюдаться ускоренное движение ударной волны в направлении источника лазерного излучения⁸¹.

По мере распространения ударной волны ее интенсивность быстро падает.

Так, например, исследования начальной стадии распространения ударной волны, возбуждаемой гигантским импульсом неодимового лазера в воде, показали, что через $3,50 \cdot 10^{-7}$ с после пробоя скорость волны составляла 0,7 см/мкс, а соответствующее пиковое давление — 230 кбар на расстоянии $r = 2,5 \cdot 10^{-2}$ см⁸². При фокусировке импульсного излучения рубинового лазера с энергией $E = 0,6$ Дж и длительностью импульса $\tau = 20 \cdot 10^{-9}$ с в воде на расстоянии 1,7 см была зарегистрирована волна сжатия с пиковым давлением $p = 10^2$ атм⁷⁷. Близкие результаты получены авторами работы⁷⁸. Применяя динамический теневой метод, они наблюдали профиль волны сжатия, возбуждаемой при пробое воды импульсом рубинового лазера с энергией 0,1 Дж и длительностью $30 \cdot 10^{-9}$ с. При этом пиковое давление на расстоянии $r = 2,5$ см оказалось равным $p = 21,5$ атм.

Хотя оптическому пробое и предпробойным явлениям в жидкости посвящено значительное число экспериментальных работ, теория этого явления в целом и возбуждения ударных волн — в частности, находится в начальной стадии. Для расчета возбуждения, распространения и эволюции волн сжатия используется лишь простейшая модель явления, основанная на наблюдаемых экспериментальных фактах и применении пред-

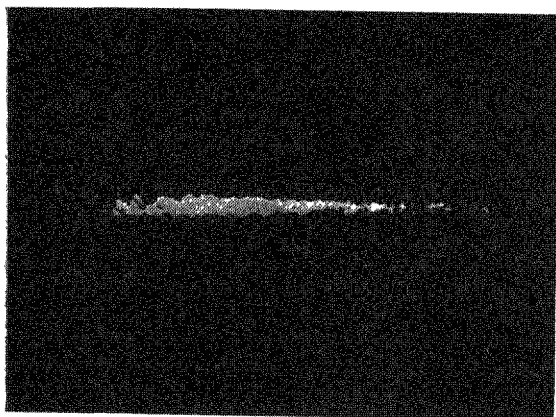


Рис. 22. Фотография лазерной искры в обыкновенной воде⁷⁹.

ставлений, развитых в теории подводных взрывов и импульсных электрических разрядов в воде ⁸³⁻⁸⁴.

Предполагается, что в результате выделения оптической энергии сферическая полость (пузырек) заполняется однородной плазмой и расширяется, совершая работу над окружающей жидкостью. При этом выделившаяся в пузырьке энергия света E идет лишь на увеличение внутренней энергии вещества в полости W и работу расширения. Не учитывается действие, например, таких факторов, как высвечивание части энергии плазмы, неоднородный нагрев приповерхностных слоев жидкости и др. В области температур, соответствующих области первой ионизации атомов, этими факторами можно пренебречь ⁸⁴.

Записывается уравнение баланса энергии

$$W + \int_{\Delta V} p dV = E(t); \quad (25)$$

здесь $V = (4/3) \pi R^3$ — объем полости, а R — ее радиус.

Для расчета внутренней энергии можно пользоваться соотношением

$$W = \frac{pV}{\gamma - 1}, \quad (26)$$

если принять для плазмы в полости некоторое эффективное значение γ . Например, для плазмы, образованной из воды, при температурах, соответствующих области первой ионизации атомов, $\gamma = 1,26$ ⁸⁴.

Давление p может быть найдено из решения гидродинамической задачи о расширении сферы в сжимаемой жидкости. Это решение может быть получено в приближении Кирквуда — Бете. Как известно, смысл этого приближения заключается в предположении, что при расширении полости энтальпия H распространяется с местной скоростью звука. Связь давления с энтальпией выражается соотношением

$$p = A \left(1 + \frac{n-1}{c^2} H \right)^{n/(n-1)} - B, \quad (27)$$

вытекающим из уравнения состояния жидкости

$$p = A \left(\frac{\rho}{\rho_0} \right)^n - B \quad (28)$$

и определения энтальпии

$$H = \int \frac{dp}{\rho}, \quad (29)$$

а уравнение, связывающее энтальпию со скоростью расширения полости $u = dR/dt$, имеет вид ⁸⁴

$$\frac{dH}{dt} \frac{1}{c} \left(1 - \frac{u}{c} \right) + \frac{H}{c} \left(1 + \frac{u}{c} \right) = \frac{du}{dt} \left(1 - \frac{u}{c} \right) + \frac{3}{2} \frac{u^2}{R} \left(1 + \frac{u}{3c} \right); \quad (30)$$

здесь c — равновесная скорость звука в жидкости, A , B и n — константы. Например, для воды $A = 300,1$ МПа, $B = 300$ МПа, $n = 7$.

Система уравнений (25) — (30) может быть численно проинтегрирована, если известен закон выделения энергии $E(t)$ и может быть рассчитана амплитуда ударной волны в жидкости.

Грубые оценки гидродинамических характеристик явления можно получить на основе вытекающих из уравнений (25) — (30) приближенных соотношений. Пусть характерный радиус полости, достигаемый к концу выделения энергии за счет поглощения лазерного импульса длительностью τ , есть R_0 . Тогда характерная скорость расширения полости

$u = R_0/\tau$, а давление в полости

$$p_1 \approx \rho u^2 = \rho \frac{R_0^2}{\tau^2}. \quad (31)$$

Используя это выражение, из уравнения (25) получаем для радиуса полости

$$R_0 \approx \left(\frac{3(\gamma-1)}{4\pi\rho} \tau^2 E \right)^{1/5}, \quad (32) *$$

а из (31) для p_1

$$p_1 = \rho^{3/5} \left(\frac{3(\gamma-1)}{4\pi} \right)^{2/5} \tau^{-6/5} E^{2/5}. \quad (33)$$

При $\gamma = 1,26$, что соответствует оптическому пробоя воды, получаем

$$p_1 = 0,33 \tau^{-6/5} E^{2/5} \text{ ед. CGS.} \quad (34)$$

В случае сильно развитой области оптического пробоя, образующейся при больших превышениях пороговой интенсивности света, можно считать, что выделившаяся в плазме энергия E равна, по порядку величины, энергии лазерного импульса.

При небольших превышениях пороговой интенсивности, когда образуются отдельные плазменные пузырьки, можно считать, что каждый пузырек поглощает падающую на него оптическую энергию пропорционально площади поперечного сечения пузырька, т. е.

$$E = E' \frac{\pi R_0^2}{S},$$

где S — площадь поперечного сечения лазерного пучка в области фокусировки и E' — энергия лазерного пучка.

Для расчета пикового давления в ударной волне можно воспользоваться приближенными асимптотическими формулами, вытекающими из теории распространения сферических ударных волн, основанной на приближении Кирквуда — Бете⁸⁰:

$$p = \frac{p_1 R_0}{2} g \exp \left(-\frac{t}{\Theta} \right), \quad (35)$$

где $\Theta = 1 + (2/g)$, $g = (M^{3/2} \sqrt{2 \ln(r/R_0)})^{-1}$ — фактор, учитывающий нелинейное затухание ударной волны, $M = u/c = R_0/\tau$ — число Маха.

Приведем примеры численных оценок⁷¹. Для условий, соответствующих эксперименту работы⁷⁴, при пробое воды импульсом рубинового лазера с энергией $E = 0,1$ Дж, длительностью $\tau = 3 \cdot 10^{-9}$ с, получаем скорость расширения полости $u = 3 \cdot 10^3$ см/с, давление в ней $p_1 = 10^4$ МПа и пиковое давление в ударной волне на расстоянии $3 \cdot 10^{-3}$ $p = 37$ МПа. Соответствующее экспериментальное значение 50 МПа. Для экспериментальных условий работы⁷⁷, где применялись импульсы рубинового лазера с энергией $E = 0,6$ Дж и длительностью $\tau = 2 \cdot 10^{-9}$ с, получаем: $u = 3,5 \cdot 10^3$ м/с, $p_1 = 1,2 \cdot 10^4$ МПа и $p = 13$ МПа на расстоянии $r = 1,7 \cdot 10^{-2}$ м. Экспериментальное значение $p = 10$ МПа.

Заметим, что приведенные формулы (35) применимы лишь на достаточном удалении от области пробоя там, где выполняется условие

$$\ln \frac{r}{R_0} \geq \frac{1}{4M^3}. \quad (36)$$

*) Это выражение получено в предположении, что работа расширения полости мала по сравнению с внутренней энергией, запасаемой полостью. (См. по этому поводу⁸⁴.)

На основе полученных выражений можно определить коэффициент преобразования энергии оптического излучения в акустическую:

$$\eta_3 = \frac{3}{2} (\gamma - 1) \frac{1}{M \ln(r/R_0)}. \quad (37)$$

Для приведенных выше примеров величина η_3 составляет 20—30 %, что существенно превышает эффективность тепловой и испарительной генерации звука.

Как отмечается в ⁷¹, описанная выше модель может оказаться пригодной для оценки характеристик ударных волн, возникающих при взрывном объемном вскипании. При этом следует иметь в виду, что, в отличие от оптического пробоя, при взрывном вскипании после образования пузырька поступление оптической энергии в него прекращается вследствие отражения света от поверхности пузырька, так что характер процесса определяется начальной величиной энергии в пузырьке.

11. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Итак, можно констатировать, что за последние годы получила значительное развитие теория оптической генерации звука, вполне удовлетворительно описывающая явление в условиях, когда действие оптического излучения не приводит к изменению агрегатного состояния конденсированной среды. Изучены процессы оптической генерации звука в жидкости при импульсном и непрерывном режимах работы оптического квантового генератора. Установлены основные закономерности формирования акустических сигналов и выяснены связи характеристик этих сигналов с параметрами оптического излучения, а также с термодинамическими, оптическими и акустическими свойствами жидкости. Теоретически исследовано влияние волнующейся поверхности жидкости на оптическую генерацию звука. Установлены оптимальные условия лазерной генерации звука. Изучены особенности генерации звука движущимся по поверхности жидкости лазерным лучом при дозвуковых, трансзвуковых и сверхзвуковых скоростях движения луча и произвольном виде модуляции интенсивности лазерного излучения. Исследовано влияние оптических, термодинамических и акустических неоднородностей среды на процессы оптической генерации звука. Показана возможность создания в жидкости оптико-акустических источников звука или оптико-акустических излучающих антенн, способных работать в широком диапазоне частот от звуковых до гиперзвуковых. Управляя параметрами оптического квантового генератора (лазерного луча), можно дистанционно управлять частотой, направленностью и интенсивностью оптико-акустического источника.

Рассмотрена роль термодинамических и гидродинамических нелинейных эффектов в процессе оптической генерации звука в условиях, когда плотность выделившейся в жидкости энергии света оказывается значительной, но все же малой по сравнению с теплотой испарения жидкости. Одним из открывающихся здесь направлений может служить возможность создания параметрических оптико-акустических источников звука. Из выполненных исследований следует, что теория параметрического оптико-акустического источника в принципиальном отношении может быть построена на основе хорошо известной теории традиционных параметрических акустических излучателей.

Теория оптической генерации звука, когда доминирующую роль играет тепловой механизм, убедительно согласуется с результатами

экспериментов, что дает основание для обоснованного выбора оптических квантовых генераторов при решении практических задач лазерной генерации звука в жидкости.

Резюмируя, можно сказать, что теоретические и экспериментальные исследования оптической генерации звука в конденсированной среде в рамках теплового механизма продвинулись за последнее время весьма существенно, хотя и здесь остается еще много интересных вопросов, относящихся, например, к изучению особенностей поля оптико-акустических источников в ближней волновой зоне, к более детальным экспериментальным исследованиям характеристик генерируемого лазерным излучением акустического поля в различных ситуациях, теоретическому и экспериментальному изучению особенностей лазерного возбуждения звука в твердых телах.

В противоположность этому систематические целенаправленные исследования лазерной генерации звука в конденсированной среде в условиях поверхностного испарения, взрывного вскипания и при оптическом пробое практически не проводились. К настоящему времени накоплен значительный экспериментальный материал, но выполнены лишь отдельные численные и аналитические оценки, характеризующие процессы генерации звука в условиях взаимодействия мощного оптического излучения с веществом. Многие вопросы остаются открытыми. Так, например, теоретические оценки, приведенные в работе ⁶⁴, показывают, что из-за тепловой неустойчивости фронта испарения возникновение метастабильных состояний нагретой жидкости в условиях поверхностного испарения невозможно. Однако в той же работе ⁶⁴ отмечается, что целенаправленные эксперименты, в которых бы изучалась тепловая неустойчивость фронта раздела фаз при испарении жидкости под действием лазерного излучения, отсутствуют. Следовательно, полностью исключать возможность образования метастабильных состояний при поверхностном испарении жидкости пока, по-видимому, нельзя. Неясен вопрос о сравнительной роли объемного вскипания и поверхностного испарения при действии лазерного излучения на свободную поверхность жидкости ⁶⁴.

Между тем, как можно было видеть выше, от того, какого характера процессы происходят в приповерхностном слое жидкости под действием лазерного излучения, в существенной мере зависит эффективность преобразования оптической энергии в акустическую и характер и эволюция акустического сигнала при его возбуждении и распространении.

Приведенные выше теоретические и численные оценки уровня звука и эффективности преобразования оптической энергии в акустическую при взаимодействии мощного лазерного излучения с веществом сделаны на основе весьма грубых моделей. Тем не менее эти оценки согласуются в ряде случаев с результатами экспериментов. Это свидетельствует о том, что упомянутые выше модели, хотя и являются грубыми, однако правильно отражают основную суть явления.

Строгий анализ явления, по-видимому, может быть основан лишь на численном решении нестационарных уравнений гидродинамики, оптики, кинетики испарения. В этой связи укажем интересные работы ^{86, 87}, авторы которых, в частности, провели расчет удельного импульса отдачи и процессов формирования ударной волны и ее распространения в глубь вещества в зависимости от интенсивности лазерного излучения. В работе ⁸⁷ приведены результаты численного интегрирования нестационарных уравнений гидродинамики без упрощающих предположений. Полученная теоретическая зависимость удельного импульса отдачи от интенсивности лазерного излучения хорошо согласуется с многочисленными экспериментальными данными для металлов.

Выше не рассматривалась роль электрострикции в оптической генерации звука. Эти вопросы недавно обсуждались в обзоре⁶⁴. Не рассматривался также механизм, связанный с ВРМБ. Не менее интересны и оптико-акустические эффекты, проявляющиеся при резонансном взаимодействии оптического излучения с веществом. Эти вопросы могут быть предметом отдельного обсуждения.

В заключение выражаю глубокую благодарность К. А. Наугольных, С. Г. Касоеву, Л. В. Седову, И. Б. Есипову, С. В. Егереву, Т. А. Дуниной и Л. М. Болотовой за плодотворное сотрудничество.

Автор глубоко признателен Л. М. Бреховских и Л. В. Келдышу за внимание и интерес к работе, Ф. В. Бункину, А. И. Божкову и В. Г. Михалевичу за ряд полезных замечаний, сделанных ими при подготовке рукописи к печати.

ЦИТИРОВАННАЯ ЛИТЕРАТУРА

1. Bell A. G.— Paper Nat. Acad. Sci. USA, 1881, 24 Apr.
2. Tyndall J.— Proc. Roy. Soc., 1881, v. 31, p. 308.
3. Roentgen W. S.— Phil. Mag., 1881, v. 11, p. 308.
4. Горелик Д. О., Сахаров Б. Б. Оптико-акустический эффект в физико-химических измерениях.— М.: Изд-во Комитета стандартов, мер и измерительных приборов при СМ СССР, 1969.
5. Лямов В. Е., Мадвалиев У., Шихлинская Р. Э.— Акуст. ж., 1979, т. 25, с. 427.
6. Аскарьян Г. А., Прохоров А. М., Чантурия Г. Ф., Шипуло Г. П.— ЖЭТФ, 1963, т. 44, с. 2180.
7. Бункин Ф. В., Комиссаров В. М.— Акуст. ж., 1973, т. 19, с. 305.
8. Westerwelt P. I., Larson R. S.— JASA, 1973, v. 54, p. 121.
9. Лямшев Л. М.— Акуст. ж., 1977, т. 23, с. 169.
10. Лямшев Л. М.— ДАН СССР, 1959, т. 125, с. 1231.
11. Божков А. И., Бункин Ф. В.— Квант. электрон., 1975, т. 2, с. 1763.
12. Лямшев Л. М.— В кн. Труды IX Всесоюзной акустической конференции.— М., 1977.
13. Божков А. И., Бункин Ф. В., Гырдев Л. Л.— Квант. электрон., 1976, т. 3, с. 1494.
14. Касоев С. Г., Лямшев Л. М.— Акуст. ж., 1977, т. 23, с. 265.
15. Лямшев Л. М., Седов Л. В.— Ibid., с. 411.
16. Касоев С. Г., Лисовская М. Г., Лямшев Л. М., Седов Л. В.— Ibid., 1979, т. 25, с. 401.
17. Лямшев Л. М., Седов Л. В.— Ibid., 1977, т. 23, с. 91.
18. Лямшев Л. М., Седов Л. В.— Ibid., с. 788.
19. Лямшев Л. М.— Ibid., 1979, v. 25, p. 566.
20. Gournay L. S.— JASA, 1966, v. 40, p. 1322.
21. Chia-lun Hu— JASA, 1969, v. 46, p. 728.
22. Hutcheson L., Roth O., Barnes P. In: Records of 11th Symposium on Electron, Ion and Laser Beam Technology.— Boulder, Colorado, 1971.— p. 413.
23. Bushman G. S., Barnes P.— J. Appl. Phys., 1975, v. 46, p. 2074.
24. Касоев С. Г., Лямшев Л. М.— Акуст. ж., 1977, т. 23, с. 890.
25. Касоев С. Г., Лямшев Л. М.— Ibid., 1978, v. 24, с. 534.
26. Городецкий В. С., Егерев С. В., Есипов И. Б., Наугольных К. А.— Квант. электрон., 1978, т. 5, с. 2396.
27. Дунина Т. А., Егерев С. В., Лямшев Л. М., Наугольных К. А.— Акуст. ж., 1979, т. 25, с. 60.
28. Егерев С. В., Есипов И. Б., Лямшев Л. М., Наугольных К. А.— Ibid., с. 220.
29. Дунина Т. А., Егерев С. В., Лямшев Л. М., Наугольных К. А.— Письма ЖТФ, 1979, т. 5, с. 986.
30. Brienza M. J., De Maria A. J.— Appl. Phys. Lett., 1967, v. 11, p. 44.
31. Лямшев Л. М., Михалевич В. Г., Шипуло Г. П.— Акуст. ж., 1980, т. 26, с. 230.
32. Лямшев Л. М.— ДАН СССР, 1977, т. 234, с. 814.
33. Божков А. И., Бункин Ф. В., Коломенский Ал. А.— Квант. электрон., 1977, т. 4, с. 942.
34. Божков А. И., Коломенский Ал. А.— Ibid., 1978, т. 5, с. 2577.

35. Божков А. И., Бункин Ф. В., Коломенский Ал. А.— Письма ЖТФ, 1978, т. 4, с. 1283.
36. Лямшев Л. М., Седов Л. В.— Ibid., 1979, т. 5, с. 970.
37. Лямшев Л. М., Седов Л. В.— Акуст. ж., 1979, т. 25, с. 906.
38. Луговой В. Н., Стрельцов В. Н.— ЖТФ, 1973, т. 65, с. 1407.
39. Коломенский Ал. А.— Препринт ФИАН СССР, № 123.— Москва, 1979.
40. Божков А. И., Бункин Ф. В., Коломенский Ал. А.— Письма ЖТФ, 1979, т. 5, с. 1280.
41. Божков А. И., Бункин Ф. В.— Акуст. ж., 1978, т. 24, с. 932.
42. Галстян А. М., Михалевич В. Г., Шкловский Е. И.— Ibid., 1979, т. 25, с. 926.
43. Божков А. И., Бункин Ф. В., Савранский В. В.— Письма ЖТФ, 1975, т. 1, с. 435.
44. Бункин Ф. В., Михалевич В. Г., Шипуло Г. П.— Квант. электрон., 1976, т. 3, с. 437.
45. Божков А. И., Маляровский А. И., Михалевич В. Г.— Акуст. ж., 1979, т. 25, с. 820.
46. Muir T. G., Culbertson C. R., Clunch J. R.— JASA, 1976, v. 59, p. 735.
47. Бункин Ф. В., Маляровский А. И., Михалевич В. Г., Шипуло Г. П.— Квант. электрон., 1978, т. 5, с. 457.
48. Божков А. И., Бункин Ф. В., Есипов И. Б., Маляровский А. И., Михалевич В. Г.— Акуст. ж., 1980, т. 26, с. 182.
49. Божков А. И., Бункин Ф. В., Коломенский Ал. А., Лямшев Л. М., Маляровский А. И., Михалевич В. Г., Родин А. М.— Письма ЖТФ, 1980, т. 6, с. 1313.
50. Дунина Т. А., Егеров С. В., Лямшев Л. М., Наугольных К. А.— Акуст. ж., 1979, т. 25, с. 622.
51. Бурмистрова Л. В., Карабутов А. А., Руденко О. В., Черепецкая Е. Б.— Ibid., с. 616.
52. Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М. Механика сплошных сред.— М.: Гостехиздат, 1954.
53. Солуян С. И., Руденко О. В.— Теоретические основы нелинейной акустики.— М.: Наука, 1975.
54. Карабутов А. А., Руденко О. В.— ЖТФ, 1975, т. 45, с. 1457.
55. Ахманов С. А., Руденко О. В.— Письма ЖТФ, 1975, т. 1, с. 725.
56. Карабутов А. А., Руденко О. В.— Акуст. ж., 1979, т. 25, с. 536.
57. Sigrist M. W., Knaubuhl F. K.— JASA, 1978, v. 64, p. 1652.
58. Гордиенко В. М., Решилов А. Б., Шмальгаузен В. И.— Вестн. Моск. ун-та, 1978, т. 19, с. 59.
59. Etmou D. C., Greeken B. M., Straaijer A.— Infrared Phys, 1976, p. 87.
60. Bell C. E., Massable B. S.— Appl. Optics, 1974, v. 13, p. 605.
61. Бункин Ф. В., Карлов Н. В., Комиссаров В. М., Кузьмин Г. П.— Письма ЖТФ, 1971, т. 13, с. 479.
62. Pirri A. N., Schlier R., Northam D.— Appl. Phys. Lett., 1972, v. 21, p. 79.
63. Lowder J. E., Lencioni D. E., Hilton T. W., Hull P. J.— J. Appl. Phys., 1973, v. 44, p. 2759.
64. Бункин Ф. В., Трибельский М. И.— УФН, 1980, т. 130, с. 193.
65. Pirri A. N.— Phys. Fluids, 1973, v. 16, p. 1435.
66. Ву П. К.— Ракетн. техн. и космонавт., 1977, т. 15, с. 172.
67. Найт Дж.— Ibid., 1979, т. 17, с. 81.
68. Самохин А. А., Успенский А. Б.— ЖЭТФ, 1977, т. 73, с. 1925.
69. Самохин А. А., Успенский А. Б.— Препринт ФИАН СССР № 143, лаборатория колебаний.— Москва, 1979.
70. Карлов Н. В., Крынецкий Б. Б., Мишин В. А., Самохин А. А.— Письма ЖЭТФ, 1974, т. 19, с. 111.
71. Лямшев Л. М., Наугольных К. А.— Акуст. ж., 1981, т. 27, с. 641.
72. Brewer R. G., Riesck off K. E.— Phys. Rev. Lett., 1964, v. 13, p. 334.
73. Brewer R. G.— Phys. Rev., 1965, v. 145, p. A800.
74. Sarome E. F., Moeller C. E., Clark N. A.— JASA, 1966, v. 40, p. 1462.
75. Felix M. P., Ellis A. T.— Appl. Phys. Lett., 1971, v. 11, p. 484.
76. Бутенин А. В., Коган Я. Б.— Квант. электрон., 1971, т. 5, с. 143.
77. Иоффе А. И., Мельников Н. А., Наугольных К. А., Упадышев В. А.— ПМТФ, 1970, № 3, с. 125.
78. Егеров С. В., Пашин А. Е.— В кн. II Всесоюзный симпозиум по физике акустико-гидродинамических явлений и оптоакустике.— Суздаль, 1979.

79. Carome E. F., Careire E. U., Prohaska C. I.— Appl. Phys. Lett., 1967, v. 11, p. 64.
80. Emmony D. C., Sigrist M., Kheubühl F. K.— Ibid., 1976, v. 29, p. 547.
81. Lauterborn W., Elling K.— Ibid., 1977, v. 31, p. 663.
82. Bell C. E., Land I. A.— Ibid., 1967, v. 11, p. 46.
83. Коул Р.— Подводные взрывы.— М.: ИЛ, 1950.
84. Наугольных К. А., Рой Н. А.— Электрические разряды в воде.— М.: Наука, 1971.
85. Наугольных К. А. Автореферат докторской диссертации.— М.: АКИН, 1971.
86. Анисимов С. И., Гальбурт В. А., Фишер В. И.— Письма ЖТФ, 1975, т. 1, с. 301.
87. Анисимов С. И., Гальбурт В. А., Иванов М. В., Покровская И. Е., Фишер В. И.— ЖТФ, 1979, т. 49, с. 512.