АКУСТИЧЕСКИЙ ЖУРНАЛ

Том XXVIII 1982 Вып. 2

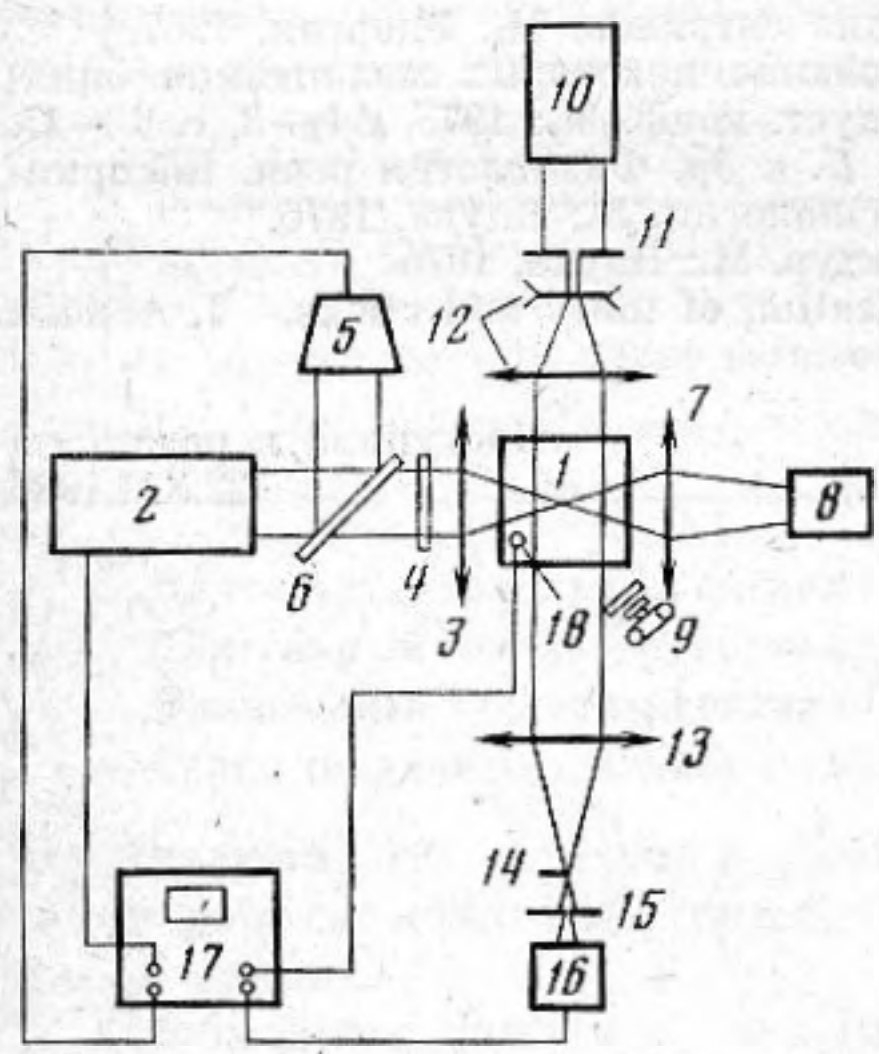
УДК 534.29:535.37

# ГИДРОДИНАМИЧЕСКИЕ ЭФФЕКТЫ ПРИ ОПТИЧЕСКОМ ПРОБОЕ ЖИДКОСТИ

*Дунина Т. А., Егерев С. В., Лямшев Л. М., Наугольных К. А., Пашин А. Е.*

Теоретически и экспериментально исследованы режимы излучения звука при оптическом пробое жидкости: режим излучения звука отдельной плазменной микрополостью и режим излучения звука развитой лазерной искрой. Рассмотрена динамика микрополости. Оценен коэффициент преобразования оптической энергии в акустическую.

Оптический пробой в жидкости сопровождается интенсивным акустическим излучением [1]. Благодаря большой концентрации энергии давление в волне сжатия оказывается весьма высоким. Так, например, на расстоянии порядка $10^{-2}$ см от места пробоя была зарегистрирована ударная волна с давлением $23 \cdot 10^3$ МПа [2]. С удалением от места пробоя величина скачка давления быстро падает. На расстоянии 0,3 см была зарегистрирована волна сжатия с давлением 50 МПа [3], на расстоянии 1,7 см величина скачка давления близка к 10 МПа [4]. Столь быстрое уменьшение амплитуды волны, как показывает приближенный расчет излучения ударной волны при оптическом пробое [5, 6], обусловлено тем, что наряду со сферическим расхождением оказывается существенным нелинейное затухание.




Фиг. 1. Блок-схема установки для экспериментального исследования возбуждения звука при оптическом пробое

Настоящая работа, являющаяся продолжением работ [6, 7], посвящена подробному экспериментальному исследованию акустического излучения при оптическом пробое. При этом теоретическая модель явления оптического пробоя [5, 6, 8], предложенная для описания развитой лазерной искры, распространяется на другой предельный случай, когда образуются отдельные плазменные пузырьки, получившие малую долю энергии лазерного импульса.

Экспериментально исследовалось акустическое излучение лазерной искры, возбуждаемой в дистиллированной и водопроводной воде под действием сфокусированного импульса (длительность $\tau$=60 нс) лазера на рубине. Блок-схема экспериментальной установки приведена на фиг. 1. Под действием импульса лазера *2* в кювете *1* с водой возбуждалась лазерная искра. Излучение лазера фокусировалось линзой *3* с фокусным расстоянием 4 см. Нейтральные светофильтры *4* обеспечивали изменение оптической энергии в импульсе от 10 до 300 мДж, временные характеристики импульса контролировались коаксиальным фотоэлементом *5* при помощи светоделительной пластины *6*. Прошедшее кювету лазерное излучение фокусировалось линзой *7* на окно калориметра *8*. Возникающая в кювете искра регистрировалась в собственном свечении фотоаппаратом *9*. Регистрация акустических возмущений в жидкости производилась с использованием теневой установки с фотоэлектрической приемной частью. Установка

состояла из вспомогательного гелий-неонового лазера *10*, диафрагмы *11*, коллиматора *12*, фотографического объектива *13*, визуализирующего ножа *14*, полевой диафрагмы *15* с диаметром отверстия 0,2 мм и фотоэлектронного умножителя *16*.

При подготовке установки к работе определялся линейный участок зависимости относительного изменения уровня сигнала с выхода умножителя от угла отклонения света неоднородностью, для чего в отсутствие возмущений строилась зависимость амплитуды сигнала умножителя от координаты положения ножа *14* относительно диафрагмы. В ходе экспериментов измерения проводились в пределах линейного участка, и амплитуда сигнала была пропорциональна углу отклонения луча.

При условии, что направление распространения возмущений в исследуемой точке перпендикулярно кроме ножа и отверстие полевой диафрагмы достаточно мало, так что градиент показателя преломления можно считать постоянным по всей площади участка, изображение которого выделяется этим отверстием, относительное изменение сигнала с выхода умножителя $\Delta I/I$ пропорционально приращению плотности в звуковой волне $\Delta\rho$ [9, 10], причем

$$\Delta\rho=\frac{M_в}{R_в}\frac{6n_0^2}{(n_0^2+2)^2}\frac{a_0(z_0+f')}{\Delta f f'}\frac{\Delta I}{I}, \qquad (1)$$

где $M_в$ — молекулярный вес среды, $R_в$ — молярная рефракция среды, $a_0$ — диаметр отверстия полевой диафрагмы, $z_0$ — расстояние от полевой диафрагмы до задней главной плоскости объектива, $\Delta f$ — глубина резкости объектива, $n_0$ — равновесный показатель преломления, $f'$ — фокусное расстояние объектива.

Оценки приращения плотности по формуле (1) и давления в звуковой волне сравнивались с показаниями пьезодатчика с шириной полосы 50 МГц, использовавшегося для окончательной калибровки установки. В качестве источника звука при калибровке использовался электрический разряд. Погрешность оценок по формуле (1) составила 15%. Для контроля огибающей сигнала в ходе экспериментов использовался относительно низкочастотный пьезодатчик *18*.

Чувствительность установки допускала регистрацию амплитуды звукового давления от $10^{-4}$ МПа, разрешение во времени составляло ~0,06 мкс Сигналы с фотоумножителя, фотоэлемента и пьезодатчика наблюдались на экране осциллографа *17*, синхронизованного в работе с импульсом возбуждения рубинового лазера.

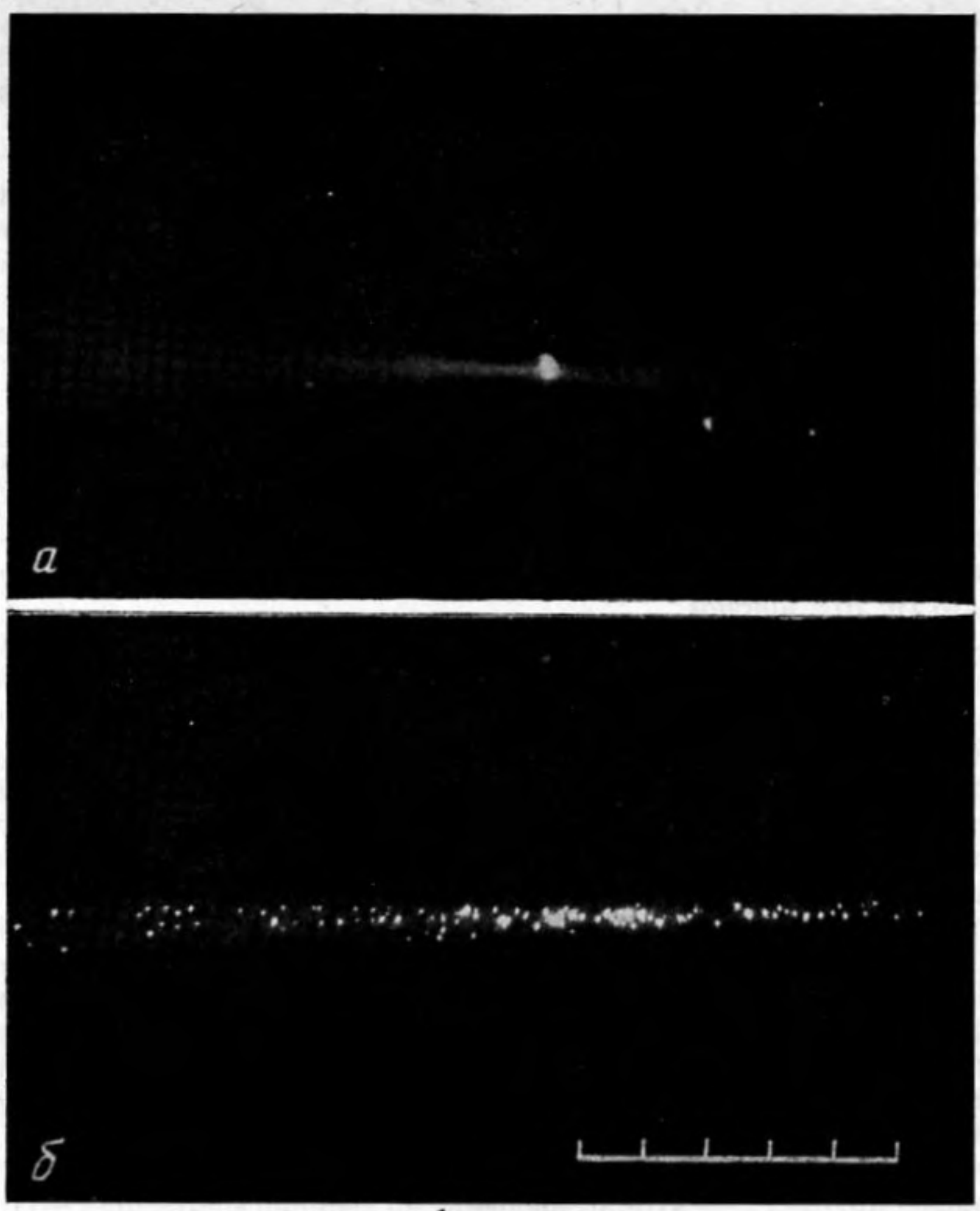
Характерной особенностью лазерной искры в жидкости является ее дискретная «точечная» структура. Количество и концентрация плазменных образований в фокальной области линзы зависит от степени чистоты жидкости и фокусируемой оптической энергии. На фиг. 2, *а*, *б* изображена структура лазерной искры в дистиллированной и водопроводной воде соответственно. Оба снимка соответствуют небольшому превышению оптической энергией порога пробоя. Как видно, в первом случае искра состоит из малого числа изолированных плазменных полостей, а во втором искра имеет форму конуса, образуемого многочисленными полостями. Таким образом, очищенная дистиллированная вода представляет удобную среду для исследования процесса излучения звука отдельной плазменной полостью.

На фиг. 3, *а* приведена осциллограмма вызванного отдельной полостью возмущения плотности на расстоянии $r=1{,}5$ см. Амплитуда давления в волне сжатия $p_м=0{,}3$ МПа. Характерная длительность фазы сжатия $\tau_а=0{,}25$ мкс.

Полную акустическую энергию, излучаемую отдельной полостью, оценим по формуле

$$E_{ак}\simeq 4\pi r^2\frac{p_м^2}{\rho_0 c}\tau_а,$$

где $\rho_0$ — равновесная плотность, $c$ — скорость звука в жидкости. После подстановки экспериментальных значений $p_м$, $\tau_а$ и $r$ мы получаем $E_{ак}=10^{-5}$ Дж. Важно отметить, что изменение величины фокусируемой опти-




**Фиг. 2.** Структура лазерной искры в дистиллированной (*а*) и водопроводной (*б*) воде. Шкала внизу дает пространственный масштаб: ее полная длина равна 1 см

ческой энергии не вызывает ответного изменения значений, характеризующих звуковую волну, которая излучается отдельной полостью. Выделившаяся в полости энергия $E_1$ делится главным образом на энергию пульсаций $E_п$ и энергию, уносимую звуковой волной $E_{ак}$ [11], причем $E_п$ и $E_{ак}$ представляют величины одного порядка. Следуя авторам работы [12], можно положить в условиях сферической симметрии $E_{ак}=(2\div3)E_п$ и оценить энергию, выделившуюся в полости, величиной $E_1=2\cdot10^{-5}$ Дж.

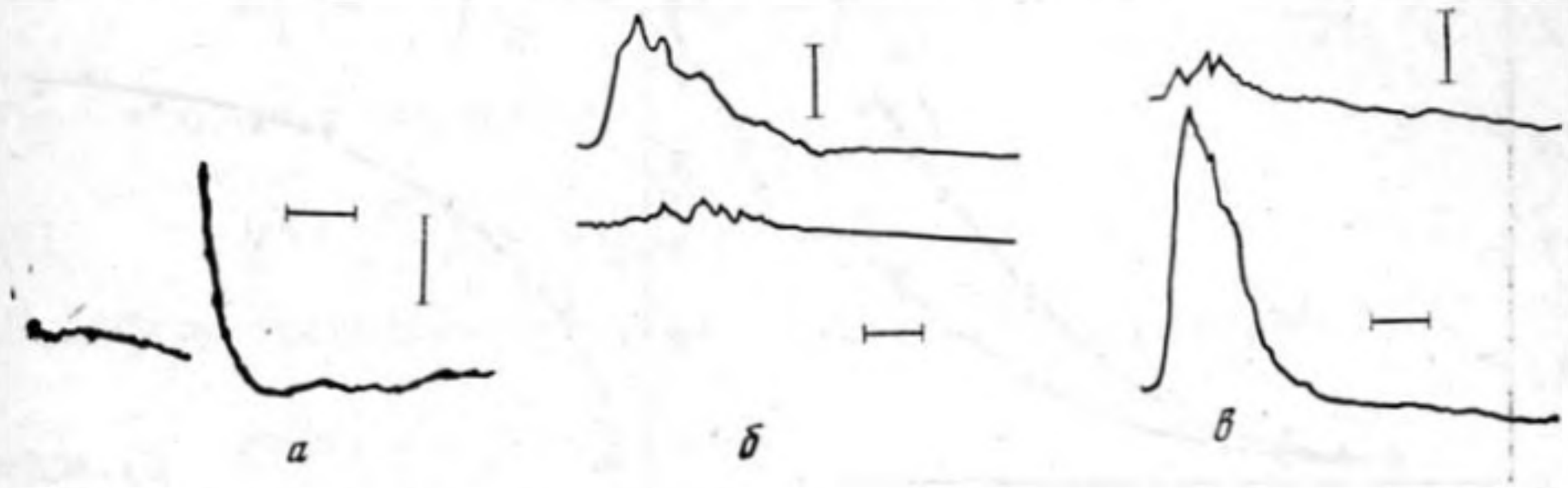
При наличии в жидкости большого числа поглощающих свет микронеоднородностей уже небольшое превышение оптической энергии над порогом приводит к формированию облака элементарных полостей — формируется протяженная лазерная искра (фиг. 2, *б*).

Акустическое излучение такой развитой искры представляет собой суперпозицию волн, излучаемых отдельными полостями, учитывающую запаздывание сигналов в заданном направлении. Вклад в сигнал вносят также волны, отраженные от полостей.

Полная длительность импульса сжатия по порядку величины равна отношению размера искры в направлении наблюдения к скорости звука. На фиг. 3, *б* изображены осциллограммы акустического импульса сжатия, зарегистрированные, когда точка наблюдения располагалась в направлении оси лазерного луча на расстоянии 2,5 см от искры при значениях фокусируемой оптической энергии соответственно $E_0=280$ мДж (верхняя развертка) и $E_0=100$ мДж (нижняя развертка). Легко видеть, что увеличение в 2,8 раза оптической энергии приводит более чем к пятикратному

росту уровня акустического сигнала, обусловленному нелинейным ростом числа составляющих искру полостей. Растет также и длина искры, что приводит к затягиванию звукового импульса. Этот эффект наиболее отчетливо проявляется при наблюдении вдоль оси лазерного луча.

Аналогичные осциллограммы сигнала зарегистрированы в точке, расположенной в перпендикулярном к оси луча направлении на расстоянии 2,5 см от центра искры. Они приведены на фиг. 3, *в* при $E_0$=100 мДж (верхняя развертка) и $E_0$=280 мДж (нижняя развертка). Профили этих




Фиг. 3. *а* – осциллограмма импульса сжатия, зарегистрированного на расстоянии 1,5 см от элементарной полости. Масштаб по горизонтали 0,5 мкс/дел. Масштаб по вертикали 0,08 МПа/дел. *б* – осциллограммы импульсов сжатия, зарегистрированных на расстоянии 2,5 см от развитой искры в продольном направлении при энергии лазерного импульса 280 мДж (верхняя развертка) и 100 мДж (нижняя развертка). Масштаб по горизонтали 2,5 мкс/дел. Масштаб по вертикали 0,4 МПа/дел. *в* – осциллограммы импульсов сжатия, зарегистрированных на расстоянии 2,5 см от развитой искры в поперечном направлении при энергии лазерного импульса 100 мДж (верхняя развертка) и 280 мДж (нижняя развертка). Масштаб по горизонтали 2,5 мкс/дел. Масштаб по вертикали 0,4 МПа/дел

сигналов отличаются несколько меньшей длительностью и большей крутизной переднего фронта.

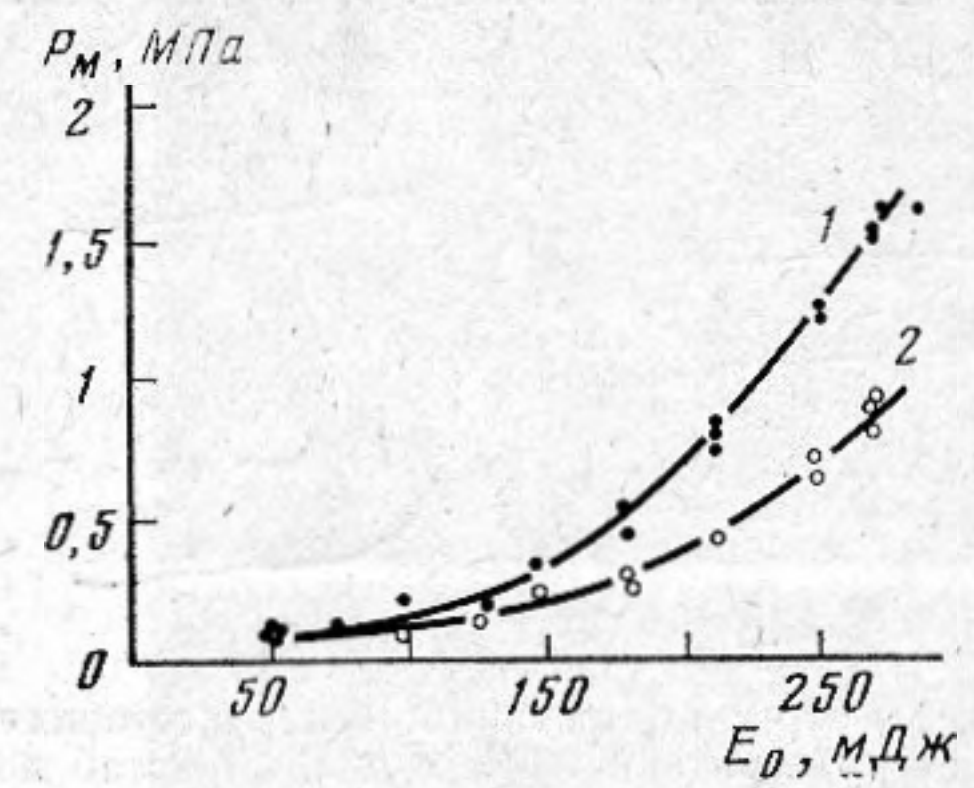
Как следует из осциллограмм фиг. 3, *б*, существует угловая зависимость характеристик звукового сигнала, излучаемого лазерной искрой.

По результатам обработки осциллограмм, подобных проведенным на фиг. 3, *б* и *в*, построены графики зависимости пикового давления в волне сжатия от величины $E_0$ (фиг. 4). Здесь кривая *1* соответствует пиковым давлениям в волне, излучаемой в направлении, поперечном оси лазерного луча, кривая *2* соответствует пиковым давлениям в волне, излучаемой в направлении оси луча. Полезно сравнить последние результаты с результатами аналогичных экспериментов, описанных в работах [4, 13]. В этих экспериментах использованы более короткофокусные линзы, в результате чего реализованы существенно меньшие длины искр.

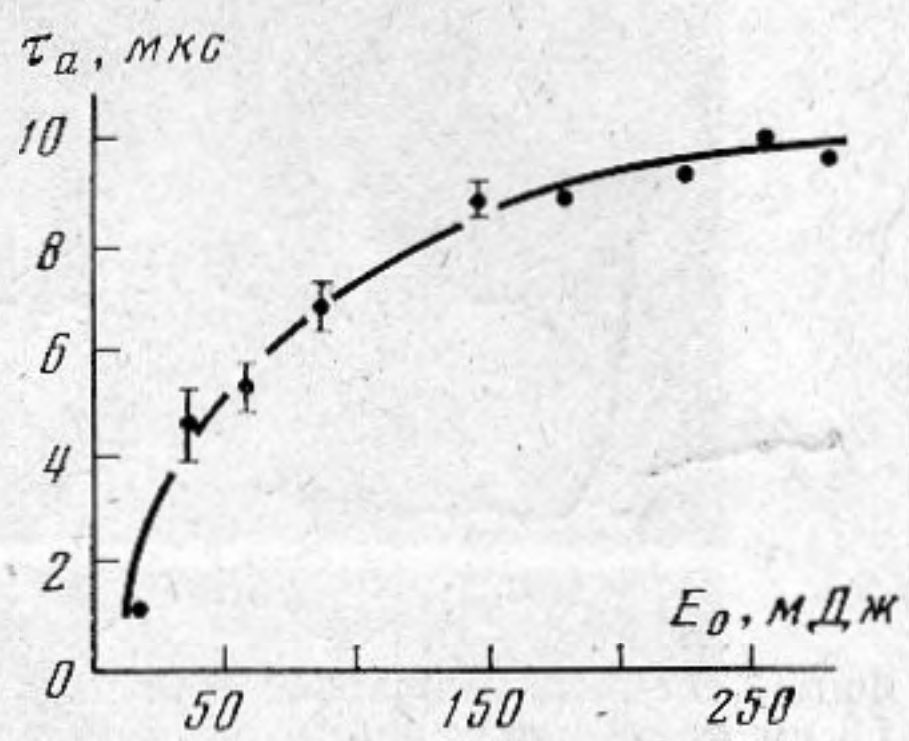
Соответственно в данных экспериментах в поперечном направлении зарегистрированы более короткие импульсы сжатия, приблизительно в 2 раза превышавшие по уровню наблюдавшиеся нами звуковые сигналы при одной и той же фокусируемой энергии (в работах [4, 13] не проводилось исследование уровня сигнала, излучаемого в направлении оси искры). Сопоставление результатов показывает, что при измерениях гидродинамических характеристик развитой искры необходимо учитывать и вводить поправку на фокусное расстояние линзы и на направление регистрации сигнала. На графике фиг. 5 приведена также зависимость от $E_0$ длительности звукового сигнала, принимаемого в продольном направлении $\tau_a$. Насыщение зависимости $\tau_a(E_0)$ свидетельствует о том, что искра стремится принять некоторый конечный размер, а дальнейшее повышение фокусируемой энергии приводит не столько к росту длины искры, сколько к увеличению ее плотности. По результатам обработки осциллограмм сигналов оценена также энергия, уносимая волной сжатия $E_{ак}$. При $\rho_0$=1 г/см$^3$ и $c=1{,}5\cdot10^5$ см/с оценка дает для $E_0$=100 мДж величину $E_{ак}$=2 мДж, для $E_0$=300 мДж – $E_{ак}$=70 мДж. Эти оценки указывают на быстрый рост коэффициента преобразования $\eta$ с увеличением $E_0$ в припороговом режиме. Для $E_0$=100 мДж $\eta$=0,02, а для $E_0$=300 мДж $\eta$=0,3. Та-

кая эффективность преобразования недостижима ни при каком другом механизме оптической генерации звука.

Теоретическое описание оптического пробоя наталкивается на значительные трудности, связанные, с одной стороны, с расчетом состояния вещества в области пробоя и его внутренней энергии, что необходимо для составления баланса энергии, с другой — обусловленные сильной нелинейностью происходящих при пробое гидродинамических явлений. Мож-




Фиг. 4




Фиг. 5

Фиг. 4. Зависимость пикового давления в импульсе сжатия от величины фокусируемой энергии при небольшом превышении порога оптического пробоя в водопроводной воде

Фиг. 5. Зависимость длительности импульса сжатия, зарегистрированного в направлении оси искры, от величины фокусируемой энергии при небольшом превышении порога пробоя в водопроводной воде

но предложить лишь весьма грубую модель явления, основанную на применении к исследованию оптического пробоя представлений, развитых в теории импульсных электрических разрядов в воде [14].

Эта модель сводится к следующему. Подобно тому как это было сделано в работах [5—7], будем считать, что в результате выделения энергии образуется сферический пузырек, заполненный однородной плазмой. Он расширяется, совершая работу над окружающей средой. Выделившаяся в пузырьке энергия $E(t)$ идет на увеличение внутренней энергии $E_г$ (масса вещества растет) и работу расширения $A$:

$$E_г + A = E(t), \tag{2}$$

где $A = \int PdV$, $P$ — давление в пузырьке, $V = {}^4/_3\pi R^3(t)$ — объем пузырька, $dV$ — приращение объема. Для расчета внутренней энергии плазмы можно использовать соотношение для идеального газа

$$E_г = \frac{PV}{\gamma - 1}, \tag{3}$$

приняв некоторое эффективное значение для $\gamma$. Для плазмы, образованной из воды, при температурах, соответствующих области первой ионизации атомов, $\gamma = 1{,}26$ [14]. Что касается энергии $E(t)$, выделяющейся в пузырьке, то ее величина может быть приближенно определена в двух предельных случаях — развитой искры и системы изолированных плазменных пузырьков. В первом случае можно принять, что выделяющаяся в пузырьке энергия равна энергии лазерного импульса.

При небольших превышениях порога в хорошо очищенных жидкостях образуются изолированные плазменные полости, и можно считать, что пузырек поглощает энергию падающего на его сечение светового потока

$$E(t) = \int_0^t I(t)\pi R^2(t)\,dt, \tag{4}$$

где $I(t)$ — лазерная интенсивность, $R(t)$ — текущий радиус пузырька.

Давление в полости может быть найдено из решения гидродинамической задачи о расширении сферы в жидкости. При рассмотрении до и околозвуковых режимов расширения можно воспользоваться приближением Кирквуда – Бете [11]. Соответствующая система уравнений имеет вид [14]

$$\frac{dU}{dt}\left(1-\frac{U}{c}\right)+\frac{3}{2}\frac{U^2}{R}\left(1-\frac{U}{3c}\right)= \tag{5}$$

$$=\left(1+\frac{U}{c}\right)\frac{H}{R}+\frac{1}{c}\left(1-\frac{U}{c}\right)\frac{dH}{dt},$$

где $U=\dot{R}$, а $H$ – энтальпия,

$$H=\frac{c^2}{n-1}\left[\left(\frac{P+B}{A}\right)^{\frac{N-1}{N}}-1\right]. \tag{6}$$

В качестве уравнения состояния использовалось выражение

$$P=A\left(\frac{\rho}{\rho_0}\right)^N-B, \tag{7}$$

где $A$, $B$, $N$ – константы, $\rho$ – плотность жидкости. Для воды $A=300{,}1$ МПа, $B=300{,}0$ МПа, $N=7{,}15$.

Уравнения (3) – (5) могут быть численно проинтегрированы, если известен закон выделения энергии в полости $E(t)$. По найденному из решения уравнений закону расширения полости могут быть рассчитаны параметры ударной волны. При умеренных скоростях расширения полости, когда выполняется условие $M=U/c<1$, давление в волне сжатия определяется соотношением

$$p(t)=\frac{G(t)}{r}, \tag{8}$$

где $t=t'+\frac{r-R}{c}$, $G(t')=R\left(H+\frac{U^2}{2}\right)$ – значение функции $G(t')$ на поверхности расширяющейся полости. Зависимость $G(t)$ можно определить по формулам [13]

$$t(G)=t'(G)+\frac{G}{c^2}\beta\left[\frac{1+2\beta v}{\beta v(1+\beta v)}-\right.$$

$$\left.-\frac{1+2\beta U}{\beta U(1+\beta U)}-2\ln\frac{(1+\beta v)\beta U}{\beta v(1+\beta U)}\right],$$

$$\beta v=\frac{1}{2}\left[\left(1+(N+1)\frac{G}{c^2r}\right)^{1/2}-1\right], \tag{9}$$

$$\beta U=\frac{1}{2}\left[\left(1+(N+1)\frac{G}{c^2R}\right)^{1/2}-1\right],$$

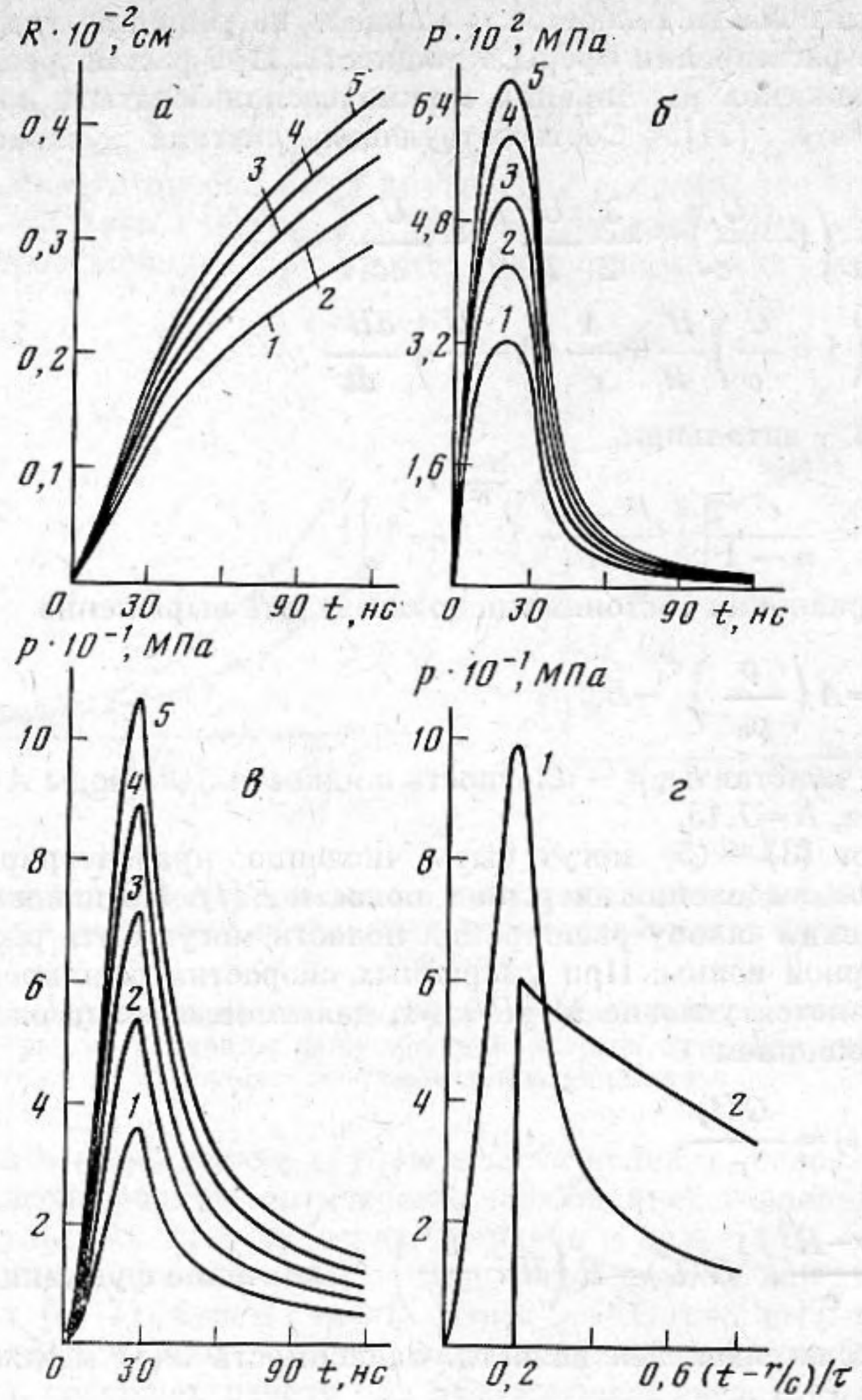
$$\beta=\frac{N+1}{4c},$$

$v$ – гидродинамическая скорость.

Результаты численного интегрирования системы уравнений (2), (5), (6) описывают акустогидродинамические явления при расширении отдельной плазменной полости. Поперечное распределение оптической интенсивности принято равномерным, а форма лазерного импульса – параболической:

$$I(t)=I_0\varphi(t),$$

$$\varphi(t)=4(t/\tau-t^2/\tau^2),\quad 0\leqslant t\leqslant\tau.$$




Фиг. 6. Гидродинамические характеристики расширяющейся элементарной полости. Результаты численного интегрирования системы уравнений (5), (8), (9)

Здесь $I_0$ — пиковая интенсивность. Из условия нормировки следует

$$I_0 \int_0^t \varphi(t)\,dt = E_0/S,$$

где $S$ — площадь сечения лазерного луча плоскостью, проходящей через центр полости. Длительность лазерного импульса равна 30 нс.

На фиг. 6, *а—в* изображены соответственно временные зависимости радиуса расширяющейся полости $R$, давление в ней $P$ и давление в излученной волне сжатия $p$ на расстоянии $r=1{,}5$ см. В качестве параметра принята величина потока оптической энергии $E_0/S=5$ Дж/см² (кривые *1*) 7,5 (*2*); 10 (*3*); 12,5 (*4*); 15 Дж/см² (*5*). Можно видеть, что величина потока энергии существенно влияет на уровни давления в полости и звуковой волне. Следует, однако, указать, что предполагаемая модель не учитывает возможности самоизоляции полости от интенсивного светового потока. Учет подобного явления, возможно, приведет к меньшей зависимости гидродинамических параметров от величины $E_0/S$.

Грубые оценки гидродинамических параметров могут быть получены без интегрирования приведенных уравнений на основе вытекающих из них приближенных выражений. Пусть характерный радиус полости, достигаемый к моменту окончания выделения энергии $\tau$, есть $R_0$. Тогда харак-

терная скорость расширения $U_0=R_0/\tau$, а характерное давление в пузырьке в момент $\tau$, согласно уравнению (8), равно (10)

$$P_1 \approx \rho_0 U_0^2 = \rho R_0^2/\tau^2. \tag{10}$$

Используя это выражение, из уравнения баланса энергии (2) получаем следующее соотношение для $R_0$ в системе единиц СГС:

$$R_0^5 = \frac{3(\gamma-1)}{4\pi\rho_0}\tau^2 E_1 \approx 0{,}06\tau^2 E_1. \tag{11}$$

Здесь принято $\rho_0=1$ г/см$^3$, $\gamma=1{,}26$.

В соответствии с формулой (7) для отдельной плазменной полости можно принять

$$E_1 \approx E_0 \pi R_0^2/S. \tag{12}$$

Из соотношений (13) – (15) следуют выражения для оценки параметров $P_1$ и $U_0$:

$$P_1 \simeq 0{,}3\rho_0^{1/3}\tau^{-2/3}(E_0/S)^{2/3}, \tag{13}$$

$$U_0 \simeq 0{,}6\rho_0^{-1/3}\tau^{-1/3}(E_0/S)^{1/3}. \tag{14}$$

С использованием последнего выражения устанавливается связь величины потока $E_0/S$ со значением числа Маха $M=U_0/c$, характеризующего процесс роста полости. Так, значениям $E_0/S$ на фиг. 6, *а–в* соответствуют следующие значения M: 0,3 (кривая *1*); 0,4 (*2*); 0,45 (*3*); 0,5 (*4*); 0,55 (*5*). При этом энергия $E_1$, выделившаяся в пузырьке, оказывается по порядку величины равной энергии пульсаций пузырька $E_n$, определенной по экспериментально измеренному периоду их пульсаций.

При увеличении скорости расширения полости становятся заметными нелинейные искажения в излученной волне сжатия. На фиг. 6, *г* показан результат расчета профиля звукового давления на расстоянии $r=1{,}5$ см с учетом нелинейного затухания при $M=0{,}1$ (кривая *1*) и 0,6 (*2*). Кривая *2* соответствует профилю ударной волны.

Для оценки пикового давления $p_M$ в ударной волне можно воспользоваться приближенными асимптотическими формулами, вытекающими из теории распространения сферических ударных волн Кирквуда – Бете [5]:

$$p_M = \frac{P_1 R_0}{r} g e^{-t/\theta},$$

$$\theta = (1+2M^{3/2}\sqrt{2\ln r/R_0}), \tag{15}$$

$$g = \frac{1}{M^{3/2}\sqrt{2\ln r/R_0}}.$$

Здесь $g$ – фактор, учитывающий нелинейное затухание ударной волны.

Если принять на основе анализа фотографий фокальной области, что характерная величина плотности потока энергии в районе образования одиночных плазменных пузырьков $E_0/S=5$ Дж/см$^2$, то величина пикового давления в волне сжатия на расстоянии $r=1{,}5$ см от фокуса, согласно вышеприведенным формулам (15), оказывается равной $p_M=0{,}4$ МПа. Соответствующий результат численного расчета представлен на фиг. 6, *в* (кривая *1*) ($p_M=0{,}3$ МПа). Экспериментально зарегистрировано значение $p_M=0{,}3$ МПа.

Заметим, что в рамках рассматриваемой модели определяющим параметром, задаваемым из условия эксперимента, является величина плотности потока энергии $E_0/S$, что, в частности, не позволяет установить в явном виде зависимость акустогидродинамических характеристик явления от параметров лазерного импульса.

В качестве другого примера применения формул (11), (15) рассмотрим случай развитой лазерной искры, когда приближенно можно принять $E_1$ равной энергии лазерного импульса. В этом случае для эксперимента, опи-

санного в работе [3], где при фокусировке лазерного импульса с энергией $E_0=0{,}1$ Дж, $\tau=3\cdot10^{-8}$ с на расстоянии $r=0{,}3$ см была зарегистрирована волна сжатия с пиковым давлением $p_м=50$ МПа, получим из расчета $p_м=37$ МПа. Соответственно для эксперимента работы [4] ($E_0=0{,}6$ Дж, $\tau=2\cdot10^{-8}$ с, $r=1{,}7$ см) имеем $p_м=10$ МПа, теоретическое значение $p_м=13$ МПа.

Подчеркнем, что приведенные формулы применимы лишь на достаточном удалении от полости, там, где выполняется условие

$$\ln r/R_0 \gg \frac{1}{M^3}.$$

На основе полученных выражений можно определить величину энергии, уносимой ударной волной, и ее отношение $\eta$ к выделившейся в полости энергии, характеризующее коэффициент трансформации световой энергии в звуковую:

$$\eta \approx \frac{3}{2}(\gamma-1)\sqrt{\frac{1}{(\ln r/R_0)M}}.$$

В условиях развитой искры, включающей большое число полостей, эта величина достигает 20—30%, что существенно превышает эффективность механизмов тепловой и испарительной генерации звука.

Отметим, что представленная модель может быть применена и для описания акустогидродинамических явлений при взрывном вскипании.

## ЛИТЕРАТУРА


1. *Felix M. P., Ellis A. T.* Laser-induced liquid breakdown: a step-by-step account.— Appl. Phys. Lett., 1971, v. 19, № 11, p. 484–486.
2. *Bell C. E., Land J. A.* Laser-induced high-pressure shock waves in water.— Appl. Phys. Lett., 1967, v. 11, № 2, p. 46–48.
3. *Carome E. F., Moeller C. E., Clark N. A.* Intense Ruby-Laser Induced Acoustic Impulses in Liquids.— J. Acoust. Soc., Amer., 1966, v. 40, № 6, p. 1462–1466.
4. *Иоффе А. И., Мельников Н. А., Наугольных К. А., Упадышев В. А.* Ударная волна при оптическом пробое в воде.– Ж. прикл. мех. и техн. физ., 1970, № 3, с. 125–127.
5. *Наугольных К. А.* Нелинейные акустико-гидродинамические явления: Докт. дис. М.: Акуст. ин-т, 1971.
6. *Дунина Т. А., Егерев С. В., Наугольных К. А., Пашин А. Е.* О динамике элементарной полости, возникающей при фокусировке лазерного излучения в жидкости.– Тез. докл. II Всес. симп. по физике акустико-гидродинамических явлений и оптоакустике. М.: Наука, 1979, с. 11–12.
7. *Егерев С. В., Пашин А. Е.* Лазерная искра как источник звуковых волн в жидкости.– Тез. докл. II Всес. симп. по физике акустико-гидродинамических явлений и оптоакустике. М.: Наука, 1979, с. 10–11.
8. *Егерев С. В., Есипов И. Б., Наугольных К. А.* Излучение волн сжатия при оптическом пробое жидкости.– Тез. докл. IV Всес. симп. по нерезонансному взаимодействию оптического излучения с веществом. Л.: Наука, 1978, с. 170–171.
9. *Васильев Л. А.* Теневые методы. М.: Наука, 1968.
10. *Скотников М. М.* Количественные теневые методы в газовой динамике. М.: Наука, 1976.
11. *Коул Р.* Подводные взрывы. М.: Изд-во иностр. лит., 1950.
12. *Окунь И. З., Фрайман Б. С.* Энергия газового пузыря, образующегося при импульсном разряде в воде.– Изв. вузов. Физика., 1969, № 8, с. 154–157.
13. *Тесленко В. С.* Исследование светоакустических и светогидравлических параметров лазерного пробоя в жидкостях.– Квантовая электрон., 1977, т. 4, № 8, с. 1732–1740.
14. *Наугольных К. А., Рой Н. А.* Электрические разряды в воде. М.: Наука, 1971.



Акустический институт им. Н. Н. Андреева
Академии наук СССР



Поступила в редакцию
22.I.1981