

Рис. 2. Голографические интерферограммы акустической волны, генерируемой при взаимодействии излучения CO_2 лазера со свободной поверхностью воды при плотностях энергии $\varepsilon_L = 1$ (a) и 3 J/cm^2 (b). Расстояние от поверхности $d = 7 \text{ cm}$; c — взаимодействие с жесткой границей (германий–вода), $\varepsilon_L = 0.5 \text{ J/cm}^2$, $d = 0.6 \text{ cm}$.

Голограммы регистрировались в свете излучения импульсного рубинового лазера ОГМ-2 5, пучок которого проходил через диафрагму 6 (диаметром ~ 1.5 mm) и затем расширялся до 20 cm с помощью телескопической системы 7, 8. Полупрозрачное зеркало 9 служило для деления лазерного пучка на предметный и опорный, которые затем с помощью зеркал 10–12 совмещались в плоскости регистрации голограммы 13. Предметный пучок проходил через кювету параллельно поверхности воды на расстоянии $d = c_0 \tau_d$ от нее (τ_d — время задержки между импульсами CO_2 и рубинового лазера). Голограммы регистрировались по схеме сфокусированных изображений, для чего плоскость кюветы, соответствующая оси пучка CO_2 лазера, проецировалась на плоскость голограммы с помощью объектива 14. Для совмещения модовой структуры предметного и опорного пучков в плоскости голограммы аналогичный объектив 15 вводился также и в опорный пучок. Для получения голографических интерферограмм в полосах конечной ширины служил стеклянный клин 16, который поворачивался на некоторый угол между первой и второй экспозициями. Типичные голографические интерферограммы представлены на рис. 2, *a* и *b*. На рис. 2, *c* представлена также интерферограмма акустической волны, генерируемой на жесткой границе (германий–вода), полученная в наших более ранних экспериментах.

Обработка интерферограмм и расчет эффективности с использованием абелевой инверсии

Как известно, сдвиги полос на интерферограмме являются интегральными по линии наблюдения

$$K(y, z) = \frac{1}{\lambda} \int_{x_1}^{x_2} \Delta n(x, y, z) dx, \quad (2)$$

где $\Delta n(x, y, z) = n(x, y, z) - n_0$, $n(x, y, z)$ и n_0 — локальное значение показателя преломления в объекте и его исходная величина в окружающей среде, x_1 и x_2 — границы объекта.

Связь между Δn и локальной величиной давления $P(x, y, z)$ дается соотношением $\Delta n(x, y, z) = (n_0 - 1)\xi P(x, y, z)$, где ξ — коэффициент сжимаемости, равный для воды $4.5 \cdot 10^{-5} \text{ atm}^{-1}$, а $n_0 = 1.33$. С учетом этого связь сдвига интерференционных полос с давлением можно записать в виде

$$K(y, z) = A \int_{x_1}^{x_2} P(x, y, z) dx, \quad (3)$$

где $A = (n_0 - 1)\xi/\lambda = 0.22 \text{ atm}^{-1} \cdot \text{cm}^{-1}$ для $\lambda = 6.94 \times 10^{-5} \text{ cm}$.

Прежде чем перейти к расчету эффективности, необходимо по измеренным на интерферограмме сдвигам построить пространственное поле давлений. Если пренебречь возможной неоднородностью распределения энергии в лазерном пятне на поверхности жидкости, то геометрию эксперимента можно считать симметричной относительно вертикальной оси z (рис. 1). При этом (3) преобразуется в интеграл Абеля

$$K(y, z) = 2A \int_{|y|}^{R_0} \frac{P(R, z)R dR}{\sqrt{R^2 - y^2}}, \quad (4)$$

где R — расстояние от оси z ; R_0 — радиус, соответствующий границе объекта.

Пространственное распределение давлений $P(R, z)$ в акустическом импульсе можно найти путем численного решения интегрального уравнения (4) (абелевой инверсии) [5,6]. Пространственное поле давлений $P(R, z)$, полученное в результате обработки интерферограммы рис. 2, *a*, представлено на рис. 3, *a*. Для получения распределения вдоль z , которое соответствует временному профилю акустических импульсов в масштабе $z = c_0 t$, абелева инверсия осуществлялась для ряда сечений ин-

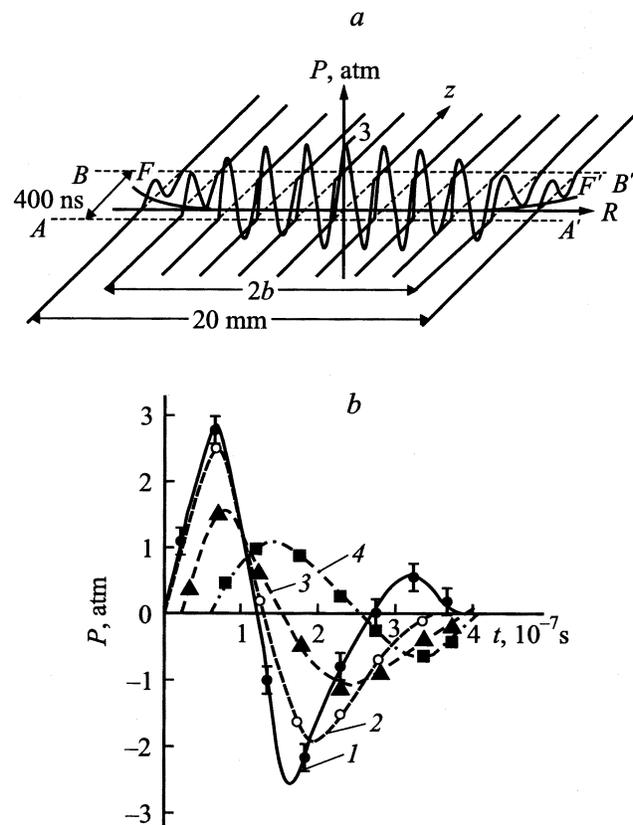


Рис. 3. Двумерное распределение давлений в акустической волне, полученное при обработке интерферограммы рис. 2, *a* (*a*) и временные профили акустического импульса на разных расстояниях r от оси z : от 0 до 3 (1), 5 (2), 7 (3), 9 mm (4) (*b*).

терферограммы, перпендикулярных оси z , в промежутке от $A-A'$ до $B-B'$, соответствующих началу и концу акустического возмущения. Истинное расстояние между этими сечениями составляло $\Delta l = 0.6$ мм, что соответствует временному интервалу $\Delta l/c_0 = 400$ нс. Как видно, поверхность волнового фронта $F-F'$, проходящая через максимумы первого положительного импульса давления, является практически плоской. Ее искривление, обусловленное дифракционной расходимостью и проявляющееся во временном сдвиге импульсов давления, наблюдается только в периферийной области фронта.

На рис. 3, *b* представлены временные профили импульсов давления на разных расстояниях от оси симметрии. Время t отсчитано от сечения $A-A'$. Кривая 1 представляет собой усредненный профиль импульса в области R от 0 до 3 мм. Вертикальные „усы“ соответствуют разбросу измеренных значений давления в данный момент времени для этого интервала значений R . Видно, что при удалении от оси симметрии помимо временного сдвига, связанного с искривлением волнового фронта, наблюдается также заметное уменьшение амплитуды отрицательного импульса по отношению к максимуму положительного импульса, а также некоторое уширение обоих импульсов. Такие изменения формы акустического импульса на периферии волнового фронта, так же как и появление на кривой 1 небольшого положительно-го максимума давления после отрицательного импуль-

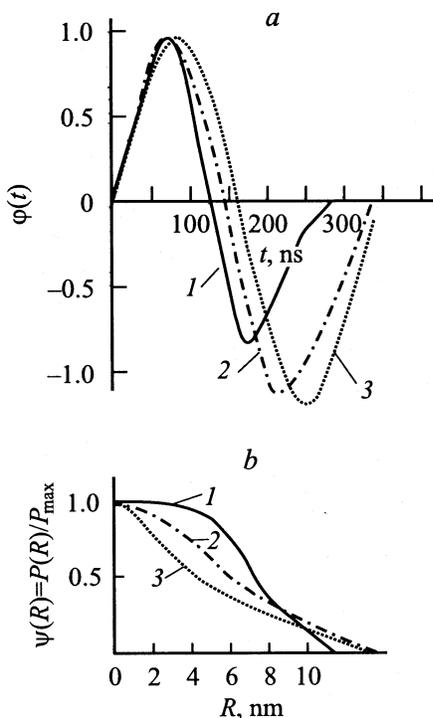


Рис. 4. Экспериментально найденные функции $\varphi(t)$ (*a*) и $\psi(R)$ (*b*), описывающие временной профиль акустического импульса и пространственное распределение давлений на фронте акустической волны при разных плотностях энергии в пятне фокусировки: 1 — 1, 2 — 2, 3 — 3 J/cm^2 .

са, характерны для дифракционных искажений профиля импульса на расстояниях порядка дифракционной длины $L_{DF} = a^2/2c_0\tau$ [7]. В рассматриваемом случае (при радиусе пятна излучения $a \approx 1$ см, длительности положительного импульса $\tau \approx 120-150$ нс и скорости звука в воде $c_0 = 1.5 \cdot 10^5$ см/с) величина $L_{DF} \approx 25$ см, а пройденное волной расстояние $d \approx 7$ см. При этом наблюдаемые дифракционные искажения не слишком велики, что позволяет, исключив сдвиг по времени, связанный с искривлением волнового фронта, построить усредненный профиль импульса (рис. 4, *a*, кривая 1) $\varphi(t) \approx \bar{\varphi}(t, R) = P(R, t)/P_F(R)$, где усреднение проведено по R от 0 до 5 мм. Здесь $P_F(R) = P(R, t_{\max})$ — радиальное распределение давления по фронту; t_{\max} — момент, соответствующий положительному максимуму давления при данном R . В свою очередь $P_F(R)$ можно представить в виде $P_F(R) = P_{\max}\psi(R)$, где $P_{\max} = P_F(R=0)$. Таким образом, с достаточной степенью точности поле давлений в акустической волне можно представить в виде

$$P(R, t) = P_{\max}\psi(R)\varphi(t). \quad (5)$$

Подставив (5) в (1), получим следующее выражение для эффективности преобразования:

$$\eta_f = \frac{P_{\max}^2}{\rho_0 c_0 E_L} \int_0^{\infty} \varphi^2(t) dt \int_S \psi^2(R) dS = \frac{\Phi_t \Psi_S P_{\max}^2}{\rho_0 c_0 E_L}, \quad (6)$$

где

$$\Phi_t = \int_0^{\infty} \varphi^2(t) dt, \quad (7)$$

$$\Psi_S = \int_S \psi^2(R) dS = 2\pi \int_0^{\infty} \psi^2(R) R dR. \quad (8)$$

Функции $\varphi(t)$ и $\psi(R)$, найденные в результате обработки голографических интерферограмм, соответствующих разным плотностям энергии в пятне фокусировки, представлены на рис. 4.

Интеграл Φ_t можно найти либо путем численного интегрирования экспериментально найденных функций $\varphi(t)$, либо путем их аппроксимации аналитическими функциями, например отрезками синусоиды. В последнем случае

$$\Phi_t = (1/2) [\Delta t_+ + (P^-/P^+)^2 \Delta t_-], \quad (9)$$

где Δt_+ и Δt_- — длительности положительного и отрицательного импульсов, P^- и P^+ — их амплитуды.

Входящая в (6) величина $\Psi_S P_{\max}^2$ может быть найдена путем численного интегрирования экспериментально найденного распределения давления по фронту акусти-

Таблица 1. Расчет Φ_t и $\Psi_S P_{\max}^2$ с использованием Абелевой инверсии (а) и по интегральным данным (б)

ε_L , J/cm ²	Φ_t , ns		$\Psi_S P_{\max}^2$, cm ² · atm ²		$\eta_f \cdot 10^7$	
	а	б	а	б	а	б
1.0	115 ± 10	130 ± 10	8.8 ± 2	10 ± 1	4.5 ± 1.5	5.7 ± 1.0
1.5	115 ± 10	160 ± 20	17.6 ± 2	17 ± 2	8.9 ± 2	12 ± 3
2.0	190 ± 20	160 ± 20	30 ± 3	31 ± 4	25 ± 5	22 ± 5
3.0	200 ± 20	190 ± 20	38 ± 5	43 ± 5	33 ± 8	36 ± 8

Таблица 2. Расчетные значения $\Psi_S/\pi a^2$ и Γ_a для ряда аппроксимирующих функций

№ кривой на рис. 5	$\psi(R)$	$\Psi_S/\pi a^2$	Γ_2
1	$\Psi(R) = 1$ при $R \leq a$, $\Psi(R) = 0$ при $R \geq a$	1.0	$\pi/4 = 0.79$
2	$\psi(R) = [1 - (R/a)^4]$ при $R \leq a$	8/15	$5\pi/24 = 0.65$
3	$\psi(R) = [1 - (R/a)^2]$ при $R \leq a$	1/3	$3\pi/16 = 0.59$
4	$\psi(R) = [1 - R/a]$ при $R \leq a$	1/6	$\pi/6 = 0.52$
5	$\psi(R) = \exp[-(R/a)^2]$	0.5	0.50

ческой волны $P_F(R) = P_{\max}\psi(R)$ (рис. 3, б)

$$\begin{aligned} \Psi_S P_{\max}^2 &= 2\pi P_{\max}^2 \int_0^{\infty} \psi^2(R) R dR \\ &= 2\pi \int_0^{\infty} P_F^2(R) R dR. \end{aligned} \quad (10)$$

Результаты расчетов Φ_t и $\Psi_S P_{\max}^2$ по формулам (9) и (10) для разных плотностей энергии в пятне фокусировки приведены в табл. 1 (столбцы а). Там же представлены значения эффективности преобразования, полученные при подстановке этих значений Φ_t и $\Psi_S P_{\max}^2$ в (6).

Таким образом, построив по интерферограмме пространственно-временное поле давлений, можно найти эффективность преобразования лазерной энергии в акустическую. Однако путь этот, связанный с абелевой инверсией в нескольких сечениях интерферограммы, достаточно трудоемок и не очень точен. Ниже мы рассмотрим другой, существенно более простой способ расчета эффективности преобразования световой энергии в акустическую, не требующий предварительной абелевой инверсии.

Расчет эффективности преобразования по данным интерферометрии, интегральным по линии наблюдения

Представим распределение давления по фронту акустической волны в виде $P_F(R) = P_{\max}\psi(R)$, где $\psi(R)$ — некоторая аналитическая функция, имеющая максимум

при $R = 0$ и монотонно убывающая с ростом R . Ряд возможных аппроксимирующих функций представлен в табл. 2, а их вид показан на рис. 5, на котором нанесены также экспериментальные точки, найденные путем Абелевой инверсии по интерферограмме (рис. 2, а) для сечения $z = 0$ и фронта волны $F-F'$. В табл. 2 приведены также результаты расчета Ψ_S по формуле (8) для каждой из аппроксимирующих функций, отнесенные к площади круга радиуса a .

Как видно из табл. 2, величины Ψ_S существенно зависят от вида использованной аппроксимации. В частности, для кривых 1 и 4 величины Ψ_S отличаются в 6 раз.

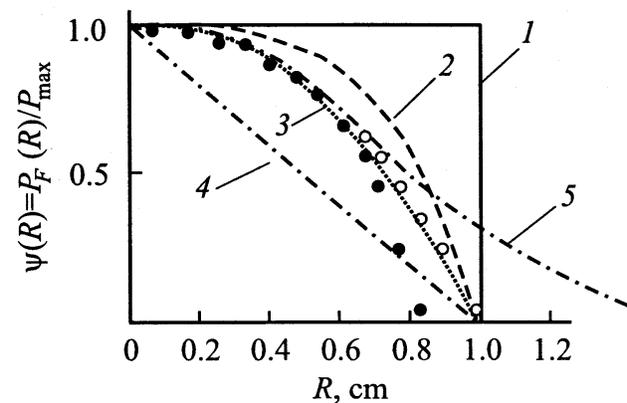


Рис. 5. Аналитические функции (табл. 2), аппроксимирующие экспериментальное распределение $\psi(R)$ (1-5) и экспериментальные значения распределения давления по сечению $z = 0$ (●) и по фронту волны $F-F'$ (○), найденные по интерферограмме рис. 2, а.

Вычислим теперь для всех приведенных в табл. 2 функций максимальный сдвиг полос на оси интерферограммы, положив в формуле (3) $z = 0$ и $y = 0$. Тогда

$$K_0 = K(y = 0, z = 0) = 2AP_{\max} \int_0^{x'} \psi(x) dx, \quad (11)$$

где $x' = +\infty$ для гауссовой функции (5), а в остальных случаях $x' = a$.

Найдя из (11) P_{\max} , получим следующее выражение для величины $\Psi_S P_{\max}^2$, необходимой для расчета эффективности по формуле (6)

$$\Psi_S P_{\max}^2 = \frac{K_0^2}{A^2} \Gamma_a, \quad (12)$$

где

$$\Gamma_a = \frac{\Psi_S}{4} \left[\int_0^a \psi(x) dx \right]^{-2}. \quad (13)$$

Безразмерный коэффициент Γ_a , значения которого для разных функций $\psi(R)$ приведены в последнем столбце табл. 2, не зависит ни от P_{\max} , ни от a и слабо зависит от вида аппроксимирующей функции. В частности, для функций (2)–(4), наиболее близких к реальным распределениям, найденным путем Абелевой инверсии (рис. 4, б), среднее значение $\Gamma_a = 0.59 (\pm 7\%)$.

Расчет $\Psi_S P_{\max}^2$ по формуле (12) не требует проведения Абелевой инверсии. Единственная величина, которую нужно измерить на интерферограмме — это сдвиг полос K_0 на фронте акустической волны вблизи оси симметрии. Однако, строго говоря, такой расчет правомерен только для плоских волновых фронтов, поскольку при расчете K_0 по формуле (11) не учитывается искривление волнового фронта. Действительно, при просвечивании волны по линии $z = 0$ происходит интегрирование только по плоскому участку фронта от $-b$ до $+b$ (рис. 3, а, а также экспериментальные точки на рис. 5), а его периферийные части не вносят вклада в величину $K_{0,b}$, измеряемую по интерферограмме.

Учесть искривление волнового фронта можно, заменив в (12) Γ_a на $\Gamma_{a,b} = (K_{0,a}/K_{0,b})^2 \Gamma_a$, где $K_{0,a}$ и $K_{0,b}$ — интегралы (11), вычисленные соответственно при $x' = a$ и $x' = b$. Тогда формула (12) принимает вид

$$\Psi_S P_{\max}^2 \approx \frac{\Gamma_{a,b} K_{0,b}^2}{A^2}. \quad (14)$$

В частности, для параболической функции (3 в табл. 2) отношение интегралов $K_{0,b}/K_{0,a} = (3.2)(b/a)[1 - (1/3)(b/a)^2]$. Положив b/a равным 0.8 (что соответствует пространственному распределению, представленному на рис. 3, а, и экспериментальным точкам на рис. 5), получим $K_{0,a}/K_{0,b} \approx 1.06$, а $\Gamma_{a,b} \approx 0.66$.

Результаты расчета $\Psi_S P_{\max}^2$ по формуле (14) для разных значений плотности энергии представлены в табл. 1 (столбцы *b*). Следует напомнить, что в нашем эксперименте увеличение плотности энергии на поверхности происходило за счет уменьшения размеров лазерного пятна, что приводило к увеличению дифракционных искажений фронта и уменьшению отношения b/a с ростом ε_L . Поэтому значение $\Gamma_{a,b} \approx 0.66$ использовалось только при $\varepsilon_L = 1$ и 1.5 J/cm^2 . При больших плотностях энергии отношение b/a определялось по интерферограммам путем геометрических измерений. Так, при $\varepsilon_L = 2 \text{ J/cm}^2$ $b/a \approx 0.7$, а при $\varepsilon_L = 3 \text{ J/cm}^2$ $b/a \approx 0.6$, что соответствует значениям $\Gamma_{a,b} \approx 0.76$ и 0.91 , которые и были использованы при расчетах. Как видно из табл. 1, во всех случаях значения $\Psi_S P_{\max}^2$, рассчитанные по формулам (10) и (14), совпадают в пределах ошибок эксперимента, которые в среднем составляют порядка 10–15%.

Следует отметить, что и функция Φ_t , необходимая для расчета эффективности преобразования по формуле (6), также может быть с приемлемой точностью найдена непосредственно по сдвигу интерференционной полосы, проходящей вблизи оси симметрии z (соответствующие данные приведены в табл. 1). При этом некоторое затягивание первого положительного импульса за счет наложения сдвинутых по времени периферийных импульсов компенсируется уменьшением амплитуды отрицательного импульса, так что значения Φ_t , вычисленные по формуле (9), не выходят за рамки экспериментальных ошибок, с которыми определены приведенные в табл. 1 величины Φ_t , полученные в результате Абелевой инверсии в нескольких сечениях интерферограммы. Точность измерения величины Φ_t в обоих случаях составляет 10–20 ns и сопоставима с временным разрешением метода голографической интерферометрии, которое определяется длительностью импульса рубинового лазера ($\approx 20 \text{ ns}$).

Очевидно, что предлагаемый упрощенный метод расчета эффективности преобразования энергии по интегральным по линии наблюдения сдвигам полос на интерферограмме обеспечивает тем большую точность определения η_f , чем меньше искривление фронта волны за счет дифракционной расходимости.

Обсуждение результатов

Результаты экспериментального измерения эффективности преобразования при оптоакустическом (тепловом) механизме взаимодействия сведены в табл. 3, где значения η_f усреднены по данным, полученным при использовании двух методов измерения (табл. 1). Там же приведены теоретические значения η_f , рассчитанные по методике, описанной в [1], в линейном и нелинейном приближении, т.е. без учета и с учетом температурной зависимости коэффициента объемного расширения воды β .

Таблица 3. Сравнение экспериментальных и теоретических значений η и P_{\max}

ε_L , J/cm ²	$\eta \cdot 10^7$			P_{\max} , atm			Условия на поверхности жидкости
	1	2	3	1	2	3	
1.0	5.1	1.5	4.7	3.0 ± 0.2	2.4 (1.4)	3.6 (2.2)	Свободная граница
1.5	10.5	2.25	10	4.2 ± 0.3	3.6 (1.8)	7.2 (3.6)	
2.0	24	3.0	21	6.0 ± 0.7	4.8 (1.9)	12 (4.8)	
3.0	35	4.5	57	7.5 ± 0.5	7.2 (2.2)	24 (7.2)	
0.5	260	100	300	8.4 ± 0.5	6.2	8.0	Жесткая граница

Примечание. 1 — эксперимент, 2 — линейная теория, 3 — нелинейная теория.

Как видно из таблицы, измеренные значения эффективности η_f (для свободной границы) с хорошей степенью точности ($\sim 10\%$) совпадают с теоретическими значениями η_f , рассчитанными с учетом тепловой нелинейности. Единственным исключением является явно завышенное теоретическое значение $\eta_f = 57 \cdot 10^{-7}$, соответствующее $\varepsilon_L = 3 \text{ J/cm}^2$. Причиной такого завышения, по-видимому, являются неучет теплопроводности в принятой при расчетах теоретической модели, а также линейная аппроксимация температурной зависимости $\beta(T)$. Действительно, в рамках принятой модели температура поверхности воды должна была достигнуть 100°C в момент времени $\sim 130 \text{ ns}$, т.е. сразу после окончания положительного импульса давления должен был начаться процесс испарения и появиться соответствующий ему испарительный импульс давления. Однако, как следует из интерферограммы (рис. 2, *b*), испарительный импульс начинается с задержкой $\sim 300 \text{ ns}$ от начала оптоакустического импульса, что свидетельствует о том, что температура поверхности во время формирования оптоакустического импульса в реальном случае была несколько ниже принятой при расчетах. О необходимости учета теплопроводности свидетельствует также тот факт, что наблюдаемый в экспериментах [2] порог испарения ($\sim 1.5 \text{ J/cm}^2$) при взаимодействии CO_2 лазера с водой существенно превышает плотность энергии (0.4 J/cm^2), необходимую для нагрева поверхности воды до 100°C .

В табл. 3 приведены также максимальные значения давления в положительном импульсе P_{\max} , полученные по интерферограммам путем Абелевой инверсии, и теоретические величины P_{\max} , рассчитанные в линейном и нелинейном приближении (формулы (15) и (29) в [1]). На первый взгляд экспериментальные значения P_{\max} близки к найденным в рамках линейной теории. Однако это совпадение является случайным, если учесть, что измерения давления проводились на значительном расстоянии d от поверхности, а расчеты выполнены для им-

пульсов давления, сформированных непосредственно на поверхности. Учитывая, что расстояние $d = 7 \text{ cm}$ соизмеримо с дифракционной длиной $L_{DF} = a^2/2c_0\tau$, которая при изменении плотности энергии в диапазоне от 1 до 3 J/cm^2 изменяется от 25 до 6 см, для корректного сравнения экспериментальных и теоретических величин давления необходимо учесть дифракционные искажения амплитуды импульса. В соответствии с данными [7] при $d/L_{DF} \sim 1$, что в нашем случае соответствует плотности энергии $\sim 2.5 \text{ J/cm}^2$, амплитуда импульса на оси волны уменьшается примерно в 3 раза. Оценочные значения амплитуды импульса на расстоянии 7 см от поверхности с учетом дифракции приведены в скобках в соответствующих столбцах табл. 3. После введения соответствующих поправок теоретические значения давления, вычисленные с учетом тепловой нелинейности, неплохо согласуются с экспериментальными величинами P_{\max} .

Для полноты картины в последней строке табл. 3 приведены экспериментальные и расчетные значения эффективности преобразования энергии и максимального давления в акустическом импульсе при действии излучения CO_2 лазера на жесткую границу (вода–германий). Экспериментальные величины получены в результате обработки интерферограммы (рис. 2, *c*), полученной в наших более ранних экспериментах. Плотность лазерного излучения на границе германия и воды с учетом поглощения излучения в германии составляла в этом случае 0.5 J/cm^2 , а расстояние, пройденное волной от поверхности жидкости, $d = 6 \text{ mm}$. Ввиду малости расстояния d поправки на дифракционную расходимость при расчетах в данном случае не вводились. Как видно из таблицы, и в этом случае экспериментальные данные находятся в хорошем соответствии с результатами расчетов, выполненных с учетом тепловой нелинейности.

Следует отметить, что в рамках данного эксперимента были получены интерферограммы акустических и ударных волн, генерируемых в существенно более широком диапазоне плотностей энергии, чем представлено в табл. 3. Однако при значениях ε_L , превышающих 3 J/cm^2 , оптоакустический импульс давления практически сливается с испарительным импульсом. Вопросы, связанные с испарительным механизмом генерации акустических и ударных волн в жидкости и эффективностью преобразования энергии при этом механизме, будут рассмотрены в дальнейшем.

В заключение хочу выразить благодарность И.И. Комиссаровой, В.Н. Филиппову и Е.Н. Шедовой, принимавшим участие в эксперименте.

Работа выполнена при поддержке Федеральной программы ведущих научных школ (грант РФФИ № 00-15-96771, научная школа акад. Ю.Н. Денисюка).

Список литературы

- [1] *Островская Г.В.* // ЖТФ. 2002. Т. 72. Вып. 10. С. 95–102.
- [2] *Комиссарова И.И., Островская Г.В., Филиппов В.Н., Шедова Е.Н.* // ЖТФ. 1992. Т. 62. № 2. С. 34–40.
- [3] *Комиссарова И.И., Островская Г.В., Филиппов В.Н., Шедова Е.Н.* // ЖТФ. 1997. Т. 67. № 2. С. 138–140.
- [4] *Островская Г.В., Шедова Е.Н.* // Изв. АН. 1997. Т. 61. № 7. С. 1342–1352.
- [5] *Преображенский Н.Г.* // В кн. Инверсия Абеля и ее обобщение. Новосибирск, 1978. С. 6–24.
- [6] *Островский Ю.И., Островская Г.В., Бутусов М.М.* Голографическая интерферометрия. М.: Наука, 1979.
- [7] *Гусев В.Э., Карабутов А.А.* Лазерная оптоакустика. М.: Наука, 1991. 304 с.