

01;07;12

Канал просветления в слое жидкости при распространении лазерного импульса

© А.Н. Кучеров

Центральный аэрогидродинамический институт им. проф. Н.Е. Жуковского (ЦАГИ),
Отделение фундаментальных исследований,
140180 Жуковский, Московская область, Россия
e-mail: ank@aerocentr.msk.su

(Поступило в Редакцию 15 сентября 2003 г. В окончательной редакции 29 декабря 2003 г.)

Исследован эффект просветления слоя жидкости коротким лазерным импульсом длительностью порядка микросекунды. В главном приближении предполагается линейная зависимость индексов преломления и поглощения от плотности жидкости. Установлены параметры подобия, изучены характеристики канала просветления при изменении параметра тепловыделения и числа Эйлера, дана интерпретация в физических переменных.

Введение

Эффект увеличения прозрачности сильно поглощающих жидкостей, включая воду, коротким лазерным импульсом был впервые обнаружен в [1], излучался экспериментально в [2–7]. Исследованы гигантские импульсы длительностью $\tau = 1.2\text{--}1.3\ \mu\text{s}$, цуги импульсов (суммарной длительностью $\Delta t \sim 1\ \mu\text{s}$) и отдельные пучки длительностью $\tau \sim 10^{-10}\ \text{s}$ с длинами волн $\lambda = 2.94$ [3] и $2.79\ \mu\text{m}$ [4], с энергией до 20 мДж. В экспериментах с гигантским импульсом пропускание увеличивалось в 20 раз, для одиночного пучка — в 40 раз, для цуга импульсов — в 540 раз [6]. В [8] показано, что при $\tau \sim 1\ \mu\text{s}$ (гигантский импульс) и $\lambda = 2.94\ \mu\text{m}$ гидродинамический механизм (разлет сильно нагретого вещества от центра лазерного пятна и уменьшение коэффициента поглощения вследствие уменьшения плотности вещества в области занятой излучением) объясняет экспериментальные данные по просветлению воды. Настоящая работа посвящена исследованию характеристик канала просветления и окружающей жидкости (экстремальных значений скорости, плотности, температуры и давления, ширины канала просветления) в зависимости от параметров лазерного импульса (энергии, поперечного размера пучка, длительности импульса) и среды.

Постановка задачи

Между двумя кварцевыми пластинами толщиной около 1 мм расположен тонкий слой сильно поглощающей жидкости толщиной $L \leq \alpha^{-1} \sim 1\ \mu\text{m} \ll r_0$ (где α — коэффициент поглощения, r_0 — поперечный размер пучка) [1,6]. На одну из пластин перпендикулярно падает импульс излучения с поперечным распределением интенсивности $g(r)$, с формой импульса по времени $f(t)$, с длиной волны λ около $3\ \mu\text{m}$, с энергией E_{in} порядка 1–10 мДж. За другой пластиной расположен фотоприемник, фиксирующий интенсивность I и энергию E_{out} излучения, прошедшего через слой.

Эффект просветления заключается в увеличении функции прозрачности (пропускания) среды $T_{\text{tr}} = E_{\text{out}}/E_{\text{in}}$ на порядок и более с увеличением энергии импульса. Предположим, что квантово-механические свойства молекул воды остаются неизменными. Из соотношения Лорентца–Лоренца [9, с. 97; 10, с. 67] следует, что коэффициент поглощения и показатель преломления в главном приближении линейно зависят от плотности среды (рис. 1): $\alpha \approx \alpha_0 \rho / \rho_0$.

Из уравнения Максвелла для нелинейной сильно поглощающей среды [11–14] с учетом того, что поперечный размер пучка r_0 значительно превышает толщину слоя L , получим обыкновенные дифференциальные уравнения для интенсивности $I = EE^*$ и фазы Φ излучения (где $E = \sqrt{I} \exp(ik\Phi)$ — перпендикулярная составляющая медленно меняющейся компоненты вектора элек-

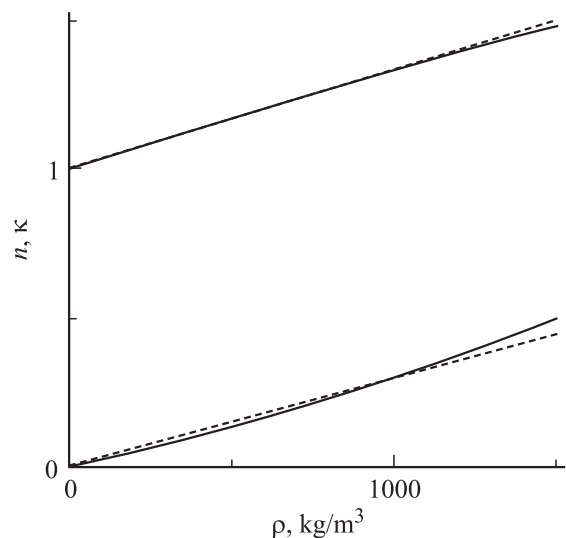


Рис. 1. Зависимости индексов преломления n и поглощения κ (нижние кривые, коэффициент поглощения $\alpha = 4\pi\kappa/\lambda$) от плотности среды ρ . Штриховая кривая — линейные аппроксимации: $n = n_0 \rho / \rho_0$, $\kappa = \kappa_0 \rho / \rho_0$.

трического поля [13], $k = 2\pi/\lambda$ — волновое число)

$$\begin{cases} \frac{\partial^2 I}{\partial z^2} - \frac{1}{2I} \left(\frac{\partial I}{\partial z} \right)^2 - 2k^2 I \left(\frac{\partial \Phi}{\partial z} \right)^2 + 2k^2 I (n^2 - \kappa^2) = 0, \\ \frac{\partial^2 \Phi}{\partial z^2} + \frac{1}{I} \frac{\partial \Phi}{\partial z} \frac{\partial I}{\partial z} + 2k n \kappa = 0. \end{cases} \quad (1)$$

Начальные условия имеют вид

$$I(z=0) = I_0, \quad \Phi(z=0) = 0, \quad \frac{\partial I(0)}{\partial z} = \alpha_0, \quad \frac{\partial \Phi(0)}{\partial z} = n_0, \quad (2)$$

где I_0 , $\alpha_0 = 2k\kappa_0$, n_0 — интенсивность, коэффициент поглощения и показатель преломления при $z=0$ на входе в среду.

Исследования показали, что на каждом шаге по z в процессе построения численного решения интенсивность подчиняется экспоненциальному закону ослабления излучения в поглощающей среде: $I(z + \Delta z, r, t) = I(z + \Delta z, r, t) \exp(-\alpha(\rho)\Delta z)$. Резонансные явления в настоящей работе не рассматривались. Функция возмущения плотности ρ находится из уравнений гидродинамики [15] — полных уравнений Навье–Стокса, взятых в данном случае в цилиндрической системе координат. Важную роль играет уравнение состояния вещества, выбранное здесь для воды [16,17] как связь давления p , плотности ρ и функции внутренней энергии ε с помощью функции свободной энергии Гельмгольца $F(\rho, T)$, где T — температура [18],

$$p(\rho, T) = \rho^2 \left(\frac{\partial F}{\partial \rho} \right)_T, \quad \varepsilon(\rho, T) = F - T \left(\frac{\partial F}{\partial \rho} \right)_\rho. \quad (3)$$

Уравнения для среды решались численно методом крупных частиц [19], который допускает сквозной счет без выделения поверхностей и линий разрыва искоемых функций — ударных волн. Начальные и краевые условия для гидродинамических параметров имеют вид

$$\begin{aligned} \text{при } t = 0 \quad u = 0, \quad w = 0, \quad \rho = \rho_0, \\ \varepsilon = \varepsilon_0, \quad p = p_0, \quad T = T_0; \end{aligned} \quad (4)$$

$$\text{при } r = 0 \quad u = 0 = \frac{\partial \rho}{\partial r} = \frac{\partial w}{\partial r} = \frac{\partial \varepsilon}{\partial r} = \frac{\partial p}{\partial r}; \quad (5)$$

$$\text{при } z = 0; L \quad w = 0. \quad (6)$$

Так как $L \ll r_0$, из уравнения сохранения продольной компоненты количества движения следует, что давление постоянно по продольной координате z и продольная компонента скорости тождественно равна нулю в главном приближении: $w \equiv 0$. Далее рассмотрим одномерную нестационарную задачу с двумя независимыми переменными — координатой r и временем t .

Выполним обезразмеривание. Отнесем время t к длительности лазерного импульса τ , координату r — к экспоненциальному радиусу r_0 , координату z — к длине трассы (толщине слоя жидкости) L ; интенсивность I — к характерному значению $I_{00} = E_{\text{in}}/(\pi r_0^2 \tau)$, плотность ρ ,

давление p , температуру T — к значениям в критической точке $\rho_* = 317.763 \text{ kg/m}^3$, $p_* = 221.15 \cdot 10^5 \text{ Pa}$, $T_* = 647.27 \text{ K}$ (для воды), функцию внутренней энергии ε — к $\varepsilon_* = 2.026 \text{ MJ/kg}$; скорость u — к характерному значению $u_0 = r_0/\tau$; коэффициент динамической вязкости μ — к его значению $\mu_0 = 6.44 \cdot 10^{-5} \text{ kg/(m} \cdot \text{s)}$ при температуре $T = 644 \text{ K}$, близкой к критической. В масштабе времени существования импульса $\tau \sim 10^{-6} \text{ s}$ происходят турбулизация жидкости акустическими волнами (за время порядка времени прохода возмущения поперек слоя $\tau_a \sim L/a \sim 10^{-9} \text{ s}$, где $a \sim 1.5 \cdot 10^3 \text{ m/s}$ — скорость звука в жидкости) и существенное увеличение переносных свойств: вязкости, диффузии и теплопроводности. В итоге, как показало сравнение теоретических и экспериментальных зависимостей для функции прозрачности, коэффициенты турбулентной вязкости и теплопроводности на несколько порядков больше соответствующих молекулярных коэффициентов переноса. Обезразмеренные уравнения содержат следующие параметры подобия (плюс, естественно, начальные ρ_0/ρ_* , p_0/p_* , $\varepsilon_0/\varepsilon_*$):

$$\text{Re} = \frac{\rho_* u_0 r_0}{\mu_0}, \quad \text{Eu} = \frac{p_*}{\rho_* u_0^2}, \quad \text{Pe} = \text{Re Pr},$$

$$Q = \frac{\alpha I_{00} \tau}{\rho_0 \varepsilon_*} = \frac{\alpha E_{\text{in}}}{\rho_0 \pi r_0^2 \varepsilon_*}.$$

Здесь Eu — число Эйлера; Q — параметр теплоподвода; $I_{00} = E_{\text{in}}/(\pi r_0^2 \tau)$ — характерная интенсивность излучения; Re , Pe — числа Рейнольдса и Пекле; $\text{Pr} = \nu/\chi$ — число Прандтля; ν — коэффициент кинематической вязкости; χ — коэффициент температуропроводности среды (в турбулентной среде примем $\text{Pr} \approx 1$). В безразмерных переменных интенсивность тепловыделения в слое можно записать в следующем виде:

$$\begin{aligned} q(r, t) = Q \rho I(r, t), \quad I(r, t) = f(t) g(r) \exp[-N_\alpha \Delta z \rho(r, t)], \\ N_\alpha = \alpha L \rho_* / \rho_0, \end{aligned} \quad (7)$$

где N_α — параметр поглощения или оптической толщины слоя, $f(t)$ — гауссова форма импульса по времени из [1] (рис. 2, II) либо линейная до момента τ/n ($n = 2-5$) с дальнейшим убыванием по гауссову закону (рис. 2, I), Δz — эффективная толщина слоя (которую введем для учета поглощения излучения в случае оптически толстой среды).

Рассмотрим гауссово начальное поперечное распределение излучения $g(r) = \exp(-r^2)$. При построении численного решения шаг Δr по координате r составлял $0.05 r_0$, по времени — $\Delta t = 0.002-0.000125 \tau$, расчетная сеточная область $-0 \leq r/r_0 \leq 400 \Delta r = 20$, $0 \leq t/\tau \leq 3$.

Решения для гигантского импульса. Оптически тонкий слой

Рассмотрим вариант оптически тонкого слоя: начальная прозрачность $T_{\text{tr},0} = 0.9$, толщина слоя $L = (1/\alpha_0) \times \ln[1/T_{\text{tr},0}] = 0.0823 \mu\text{m}$, параметр поглощения $N_\alpha = 0.0334$ (коэффициент поглощения $\alpha_0 = 1.28 \cdot 10^6 \text{ m}^{-1}$

Таблица 1. Функция прозрачности T_{tr} , максимумы температуры T_m , давления p_m , скорости звука a_m (в центре, при $r = 0$ m), скорости $u_m = \max[u(r, t)]$, минимумы плотности (при $t = 1.9 \mu s$, $r = 0$ m), поперечный размер (радиус) канала просветления к концу импульса Δ_1 ($t = 1.9 \mu s$) и в середине Δ_2 — $t = 0.785 \mu s$. Параметры подобия: параметр теплоподвода $Q = 1.58-47.47$ ($E_{in} = 0.5-15$ mJ), число Эйлера $Eu = 1.578$, параметр поглощения $N_\alpha = 0.0334$ ($T_{tr,0} = 0.9$), число Рейнольдса $Re = 5.222$, число Прандтля $Pt = 1$, форма импульса по времени $f(t)$ — I (коэффициент поглощения $\alpha_0 = 1.28 \cdot 10^6$ m⁻¹, длина волны $\lambda = 2.94 \mu m$, $L = 0.0823 \mu m$; $r_0 = 252 \mu m$)

E_{in} , mJ	0.5	1	3	5	9	13	15
Q	1.58	3.165	9.495	15.82	28.48	41.14	47.47
T_{tr}	0.91	0.928	0.949	0.956	0.961	0.9637	0.9645
T_m , K;	750	1345	3604	4370	4475	4552	4580
t , μs	1.427	1.536	1.438	1.267	1.382	1.421	1.751
p_m , GPa	0.078	0.1953	0.5799	0.8233	1.142	1.362	1.468
t , μs	0.3714	0.3696	0.3024	0.2808	0.2554	0.2406	0.2400
a_m , m/s	1667	1748	1882	1943	2008	2044	2154
t , μs	0.311	0.247	0.178	0.149	0.122	0.118	0.264
u_m , m/s	99.5	187	338	418	520	591	624
t , μs	1.739	1.082	0.648	0.523	0.444	0.406	0.408
ρ_{min} , kg/m ³	208.2	90.66	42.79	39.31	39.24	37.39	34.56
Δ_1 , mm	0.246	0.442	0.706	0.824	0.943	1.00	1.003
Δ_2 , mm	0	0.134	0.362	0.451	0.542	0.599	0.619

при $\lambda = 2.94 \mu m$). Пусть площадь лазерного пятна равна $s = \pi r_0^2 = 2 \cdot 10^{-7}$ m² (радиус $r_0 = 0.252$ mm), длительность импульса $\tau = 1.2 \mu s$. Исследуем зависимость параметров среды и канала просветления от параметра тепловыделения в диапазоне $Q = 0-47.47$ ($E_{in} = 0-15$ mJ) при фиксированных других параметрах задачи. Процесс нагрева характеризуется быстрым ростом температу-

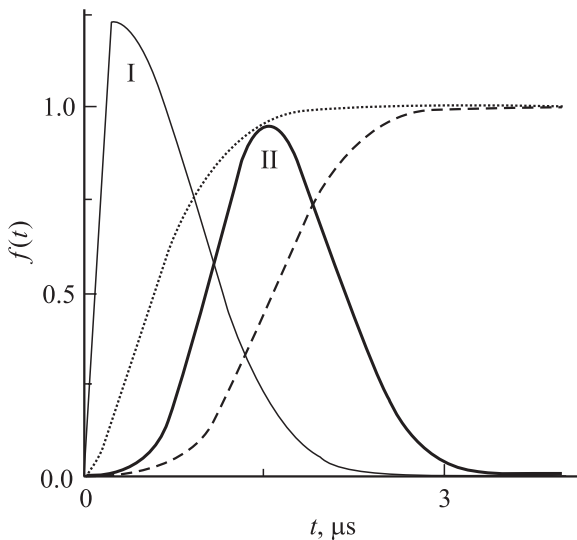


Рис. 2. Форма импульса по времени $f(t)$ (пунктир — интеграл по времени $\int f(t)dt$): I — $f(t) = C_1 t / \tau$ при $0 \leq t \leq t_1 = \tau/n$ (число $n = 2-5$, $C_1 = 2n/[1/n + \sqrt{(\pi/C_2)}]$, $C_2 = \ln 2/[1 - 1/2n^2]$) и $f(t) = 0.5C_1 \exp[-C_2((t-t_1)/\tau)^2]$ при $t > t_1$; II — $f(t) = C \exp[-C_i((t-t_1)/\tau)^2]$, где $C = 2/[\sqrt{\pi}(1/\sqrt{C_2} + 1/\sqrt{C_3})]$, $C_i = \ln 2/((t_i-t_1)/\tau)^2$, $i = 2$ при $0 \leq t \leq t_1 = 1.273\tau$, $t_2 = 0.848\tau$, $i = 3$ при $t > t_1$, $t_3 = 1.848\tau$ [1,6].

ры T и внутренней энергии ε в области, занятой излучением, с острым максимумом в центре. Плотность жидкости в этой сильно нагретой области монотонно уменьшается (более чем на 2 порядка) вплоть до $t \sim 10\tau \sim 10^{-5}$ s. Давление в начальный интервал быстро растет до значений ~ 1 GPa (табл. 1) и вызывает движение жидкости от центра со скоростью порядка $u_0 = 219$ m/s. После того как скорость перемещения фронта возмущенной области жидкости (которая за время $\sim \tau$ увеличивается до размеров $\sim 10r_0$) начинает превышать скорость звука, возникает головная ударная волна. Сформированная головной частью лазерного импульса область уменьшенной плотности и сниженного более чем на порядок коэффициента поглощения есть канал просветления жидкости, по которому проходит заключительная часть энергии этого же импульса [8]. На рис. 3 показан канал просветления (поперечные распределения функции плотности $\rho(r, t)$) в различные моменты времени $0-1.9 \mu s$. В табл. 1 приведены функции прозрачности T_{tr} , максимальные значения температуры T_m , давления p_m (в центре, при $r = 0$), скорости $u_m = \max[u(r, t)]$ и скорости звука $a_m(r = 0)$ в зависимости от энергии импульса E_{in} или от параметра тепловыделения Q . Приведены также минимальные значения плотности (в центре, в момент $t = 1.9 \mu s$), ширина канала просветления по уровню $0.5\alpha_0$ к концу импульса Δ_1 ($t = 1.9 \mu s$) и в середине Δ_2 (в момент $t = 0.78 \mu s$, когда энергия высветившегося излучения $E(t)$ равна половине от полной $E = 0.5E_{in}$).

На рис. 4 показаны распределения плотности $\rho(r, t)$ к концу импульса ($t = 1.9 \mu s$) при значениях параметра тепловыделения $Q = 3.17, 9.495, 28.48, 47.47$ (кривые 1-4 соответственно). Канал просветления расши-

Таблица 2. Экстремальные параметры среды: максимальная температура T_m , давление p_m , плотность ρ_m , скорость звука a_m (при $r = 0$ m) и скорость жидкости $u_m = \max[u(r, t)]$ с соответствующими моментами времени t ; поперечные размеры канала просветления в конце импульса Δ_1 , mm ($t = 1.5 \mu s$) и в середине (Δ_2 , mm; $t = 0.785 \mu s$), а также интегральная прозрачность слоя $T_{tr} = E_{out}/E_{in}$ и минимальная плотность ρ_{min} ($t = 1.5 \mu s$) в зависимости от числа Эйлера $Eu = p_*/\rho_*u_0 = 0.1-10$ при значениях параметра тепловыделения $Q = \alpha E_{in}/(\rho_0 \epsilon_* \pi r_0^2) = 47.47$ ($I_{00} = 6.25 \cdot 10^{11}$ W/m²) и параметра поглощения $N_\alpha = 0.0334$ ($T_{tr,0} = 0.9$); форма импульса по времени $f(t) - I$

Eu	0.1	0.5	1.578	3	5	10
$r_0, \mu m$	1001	447.7	252	182.8	141.6	100.1
E_{in}, mJ	236.1	47.2	15	7.87	4.72	2.36
T_{tr}	0.9326	0.9536	0.9645	0.9720	0.9760	0.9795
T_m, K	4600	4571	4563	4511	4487	4458
$t, \mu s$	1.627	1.378	1.103	1.090	0.9672	0.8484
p_m, GPa	3.860	2.483	1.468	1.071	0.8388	0.5956
$t, \mu s$	0.288	0.2856	0.2400	0.2160	0.192	0.180
$\rho_m, kg/m^3$	1315	1252	1182	1176	1151	1121
$t, \mu s$	0.9120	0.8736	0.7176	0.4776	0.3120	0.2760
$a_n, m/s$	2630	2466	2154	2036	1987	1820
$t, \mu s$	0.288	0.262	0.264	0.276	0.288	0.288
$u_m, m/s$	975.4	720	624	534	481	410
$t, \mu s$	0.624	0.454	0.408	0.371	0.336	0.300
$\rho_{min}, kg/m^3$	230.1	126.4	52.02	31.45	17.75	13.33
Δ_1, mm	2.11	1.33	0.90	0.735	0.615	0.525
Δ_1/r_0	2.108	2.970	3.571	4.020	4.343	5.25
Δ_2, mm	0.	0.851	0.619	0.501	0.421	0.330
Δ_2/r_0	0.	1.90	2.456	2.740	2.973	3.30

рывается и углубляется с ростом параметра Q . Интервал значений $\Delta Q = 1.58-3.165$ является порогом эффекта просветления по параметру Q (по поглощенной энергии лазерного излучения αE_{in}). Изменения функции прозрачности T_{tr} увеличиваются почти в 3 раза, от 0.01 до 0.028, в то время как в основном диапазоне значений

при вариациях параметра тепловыделения Q от 3.165 до 47.47 — только в 2.3 раза. В рассмотренном диапазоне интенсивности тепловыделения ширина канала возросла в несколько раз, темп прироста снизился от величины $\sim 100\%$ ($Q = 1.58$) практически до нуля (при $Q = 47.47$).

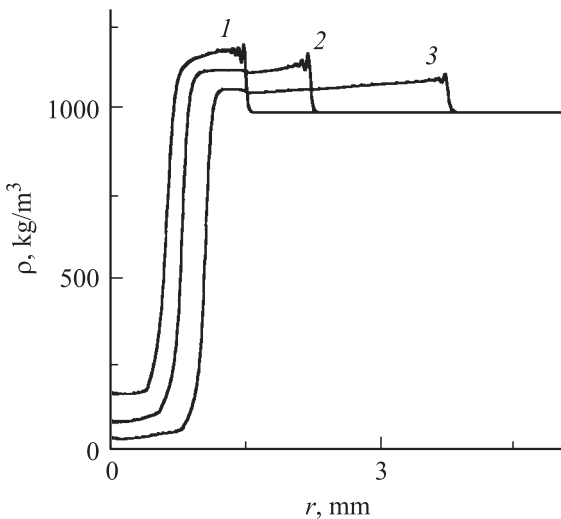


Рис. 3. Распределение плотности воды $\rho(r, t)$ в различные моменты времени: 1 — $t = 0.72$; 2 — $t = 1.08$; 3 — $t = 1.9 \mu s$. Параметры подобия $Q = 47.47$ ($E_{in} = 15$ mJ), число Эйлера $Eu = 1.578$, параметр поглощения $N_\alpha = 0.0334$ ($T_{tr,0} = 0.9$), число Рейнольдса $Re = 5.222$, число Прандтля $Pr = 1$, форма импульса по времени $f(t) - I$.

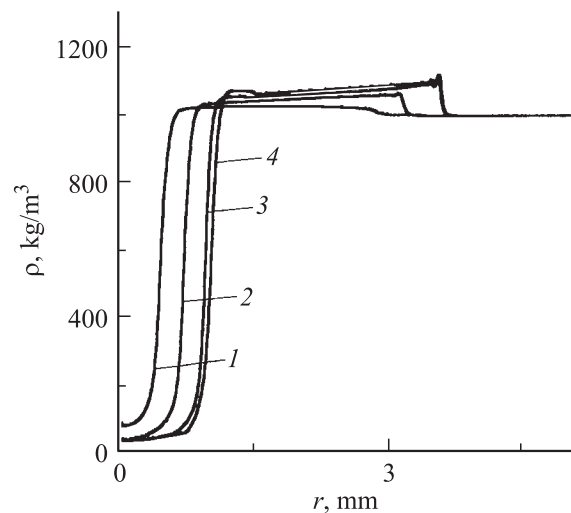


Рис. 4. Распределение плотности воды $\rho(r, t)$ при различных значениях параметра подобия: 1 — $Q = 3.17$, 2 — 9.5, 3 — 28.5, 4 — 47.5 ($E_{in} = 1, 3, 9, 15$ mJ), момент времени $t = 1.9 \mu s$. Число Эйлера $Eu = 1.578$, параметр поглощения $N_\alpha = 0.0334$ ($T_{tr,0} = 0.9$), число Рейнольдса $Re = 5.222$, число Прандтля $Pr = 1$, форма импульса по времени $f(t) - I$.

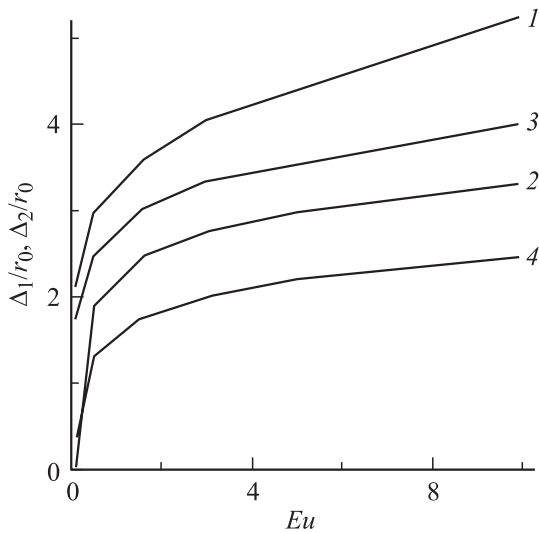


Рис. 5. Относительные радиусы канала просветления (по уровню $0.5\alpha_0$) в конце импульса Δ_1/r_0 (1, 3) и в середине Δ_2/r_0 (2, 4): 1, 2 — оптически тонкий слой воды $T_{tr,0} = 0.9$ ($N_\alpha = 0.0334$); 3, 4 — оптически толстый слой $T_{tr,0} = 0.02$ (параметр поглощения $N_\alpha = 0.318$).

Заметим, что результаты, представленные в табл. 1, можно рассматривать в физических переменных как зависимости, полученные при фиксированной энергии импульса $E_{in} = 15$ мДж в вариациях коэффициента поглощения в диапазоне $\alpha_0 = 4.267 \cdot 10^4 \text{ м}^{-1} - 1.28 \times 10^6 \text{ м}^{-1}$, $\lambda = 2.94 \mu\text{м}$ ($E_{in} = 37.2$ мДж, $\alpha_0 = 1.720 \times 10^4 \text{ м}^{-1} - 0.516 \cdot 10^6 \text{ м}^{-1}$, $\lambda = 2.79 \mu\text{м}$) при одновременном изменении толщины слоя $L = [\ln(1/T_{tr,0})]/\alpha_0 = 2.47 - 0.0823 \mu\text{м}$ ($L = 6.125 - 0.204 \mu\text{м}$ при $\lambda = 2.79 \mu\text{м}$). Еще одна возможная трактовка результатов табл. 1 следующая: при фиксированном коэффициенте поглощения $\alpha_0 = 0.516 \cdot 10^6 \text{ м}^{-1}$ ($\lambda = 2.79 \mu\text{м}$) и толщине слоя воды $L = 0.204 \mu\text{м}$ — вариации энергии импульса в диапазоне значений $E_{in} = 1.24 - 37.2$ мДж.

Зафиксируем параметры тепловыделения $Q = 47.47$ и параметр поглощения $N_\alpha = 0.0334$. Будем варьировать число Эйлера Eu в диапазоне 0.1–10. В физических переменных эту серию испытаний можно интерпретировать как изменение поперечного размера пучка $r_0 = 1.001 - 0.1001$ мм при одновременном изменении энергии импульса $E_{in} = 2.361 - 236.1$ мДж или как изменение длительности импульса $\tau = 0.302 - 3.02 \mu\text{с}$ ($r_0 = 0.252$ мм, $E_{in} = 15$ мДж). В табл. 2 приведены параметры среды и канала просветления при различных значениях числа Эйлера $Eu = 0.1 - 10$ и фиксированных параметрах тепловыделения ($Q = 47.47$) и поглощения ($N_\alpha = 0.0334$).

На рис. 5 представлены зависимости относительного радиуса канала просветления в середине импульса Δ_2 и в конце Δ_1 от числа Эйлера (кривые 1, 2, параметры $Q = 47.47$, $N_\alpha = 0.0334$, $Re = 5.222$). Импульс с гауссовым поперечным распределением интенсивности создает канал просветления, который уже к середине

интервала длительности импульса в 2–3 раза шире первоначального размера пучка (в интервале значений $Eu = 0.5 - 10$). Если в последующий интервал времени направить второй (даже более широкий) импульс излучения, его пропускание может быть близким к единице. Конкретное значение функции прозрачности для второго импульса зависит, конечно, от его поперечного размера и длительности, от коэффициента поглощения среды (длины волны излучения). При уменьшении числа Эйлера Eu от 0.5 до 0.1 эффект просветления резко ослабевает и далее при $Eu \rightarrow 0$ исчезает.

Оптически толстый слой

Рассмотрим ситуацию, в которой начальная прозрачность невелика $T_{tr,0} = 0.02$ ([6], рис. 3), $\tau = 1.2 \mu\text{с}$, $r_0 = 0.252$ мм, $\alpha_0 = 1.28 \cdot 10^6 \text{ м}^{-1}$ ($\lambda = 2.94 \mu\text{м}$), $L = 3.056 \mu\text{м}$, форма импульса по времени $f(t)$ — II. В [8] для этого варианта получено удовлетворительное соответствие с экспериментальными данными в рамках модели одномерного (тонкого) слоя в диапазоне $Q = 0 - 18.96$ ($E_{in} = 0 - 6$ мДж, $Eu = 1.578$, $N_\alpha = 0.318$) с погрешностью $\sim 10\%$. Источник тепла задавался в виде $q = Qg(r)f(t)$. Улучшить соответствие можно, учитывая изменение функции интенсивности тепловыделения по глубине поглощающего слоя путем введения эффективного слоя поглощения Δz : $q = Qg(r)f(t) \times \exp[-N_\alpha \rho(r, t) \Delta z]$. На рис. 6 приведены экспериментальные результаты (значки + [6]) и теоретические

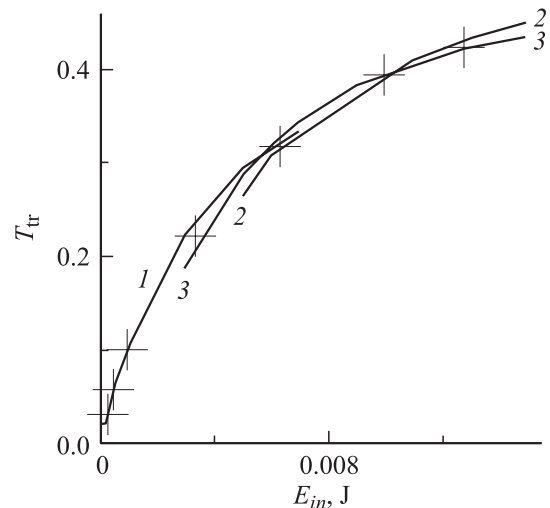


Рис. 6. Функция прозрачности слоя воды T_{tr} в зависимости от параметра тепловыделения Q (от энергии импульса E_{in}). Начальная прозрачность $T_{tr,0} = 0.02$ (параметр поглощения $N_\alpha = 0.318$), число Эйлера $Eu = 1.578$, число Рейнольдса $Re = 5.222$, число Прандтля $Pr = 1$. Обозначения: + — экспериментальные данные, 1 — функция теплоподвода $q = Q \exp[-r^2] f(t) \exp[-N_\alpha \rho(r, t) \Delta z]$, форма импульса по времени $f(t)$ — II; 2 — $q = Q \times \exp[-r^2] f(t) \{1 - \exp[-N_\alpha \rho(r, t)]\} / N_\alpha \rho(r, t)$; 3 — $f(t)$ — I.

Таблица 3. Максимальная температура T_m , давление p_m , минимальная плотность ρ_{\min} и соответствующие моменты времени $t, \mu\text{s}$; функция прозрачности $T_{\text{tr}} = E_{\text{out}}/E_{\text{in}}$, ширина канала просветления в конце импульса Δ_1 ($t = 2.5 \mu\text{s}$) и в середине Δ_2 ($t = 1.62 \mu\text{s}$) при значениях параметр тепловыделения $Q = 1.58-47.47$. Число Эйлера $Eu = 1.578$, параметр поглощения $N_\alpha = 0.318$ (начальная прозрачность $T_{\text{tr},0} = 0.02$); функция тепловыделения $q(r, t) = Q \exp[-r^2]f(t) \exp[-N_\alpha \rho(r, t)\Delta z]$ при $E_{\text{in}} = 0.5-7 \text{ mJ}$; $q(r, t) = \exp[-r^2]f(t)[1 - \exp(-N_\alpha \rho(r, t))]/N_\alpha \rho(r, t)$ при $E_{\text{in}} = 9-15 \text{ mJ}$; $f(t) - \text{II}$

$E_{\text{in}}, \text{ mJ}$	0.5	1	3	7	9	13	15
Q	1.58	3.165	9.495	22.15	28.48	41.14	47.47
T_{tr}	0.063	0.102	0.218	0.333	0.369	0.431	0.449
$T_m, \text{ K}$;	797	1100	2273	4251	4329	4435	4469
$t, \mu\text{s}$	2.203	2.347	2.352	2.119	2.143	2.107	2.131
$p_m, \text{ GPa}$	0.0862	0.1326	0.260	0.3985	0.4198	0.489	0.515
$t, \mu\text{s}$	1.675	1.723	1.536	1.387	1.363	1.291	1.246
$\rho_{\min}, \text{ kg/m}^3$	213	140.1	68.4	53.96	55.38	54.02	56.2
$t = 2.5 \mu\text{s}$							
$\Delta_1, \text{ mm}$	0.260	0.315	0.475	0.610	0.655	0.760	0.765
$\Delta_2, \text{ mm}$	0	0	0.181	0.310	0.345	0.415	0.441
$u_m, \text{ m/s}$	117.9	164.4	261	329.6	344.2	383.7	397.7
$t, \mu\text{s}$	2.419	2.203	1.872	1.651	1.627	1.531	1.529
$a_m, \text{ m/s}$	1600	1604	1616	1711	1711	1712	1858
$t, \mu\text{s}$	1.056	1.008	0.912	1.723	1.627	1.435	1.361

Таблица 4. Максимальная температура T_m , давление p_m и минимальная плотность ρ_{\min} ($t = 2.5 \mu\text{s}$) с соответствующими моментами времени $t, \mu\text{s}$; интегральная прозрачность слоя $T_{\text{tr}} = E_{\text{out}}/E_{\text{in}}$, ширина канала просветления в конце импульса Δ_1 ($t = 2.5 \mu\text{s}$) и в середине Δ_2 ($t = 1.62 \mu\text{s}$) при значениях числа Эйлера $Eu = 0.1-10$. Параметр тепловыделения $Q = 47.47$, параметр поглощения $N_\alpha = 0.318$ (начальная прозрачность $T_{\text{tr},0} = 0.02$); функция тепловыделения $q(r, t) = \exp[-r^2]f(t)[1 - \exp(-N_\alpha \rho(r, t))]/N_\alpha \rho(r, t)$; форма импульса по времени $f(t) - \text{II}$

Eu	0.1	0.5	1.6	3	5	10
$E_{\text{in}}, \text{ mJ}$	236.1	47.2	15	7.87	4.72	2.36
T_{tr}	0.118	0.2864	0.449	0.5316	0.608	0.6866
$T_m, \text{ K}$	4442	4473	4469	4465	4491	4462
$t, \mu\text{s}$	2.419	2.314	2.131	2.269	2.119	1.976
$p_m, \text{ GPa}$	1.881	0.8842	0.515	0.381	0.2954	0.2158
$t, \mu\text{s}$	1.507	1.344	1.246	1.219	1.152	1.104
$\rho_{\min}, \text{ kg/m}^3$	279.5	119.8	56.2	32.68	20.08	9.922
$r_0, \mu\text{m}$	1001	447.7	252	182.8	141.6	100.1
$\Delta_1, \text{ mm}$	1.725	1.10	0.765	0.610	0.50	0.40
($2.5 \mu\text{s}$)						
Δ_1/r_0	1.723	2.457	3.036	3.336	3.531	4.00
$\Delta_2, \text{ mm}$	0.365	0.582	0.441	0.364	0.310	0.2455
($1.62 \mu\text{s}$)						
Δ_2/r_0	0.3646	1.30	1.75	1.991	2.189	2.450

(кривая 1), причем эффективная толщина слоя поглощения составляет $\Delta z = \Delta z_{\text{phys}}/L = 0, 0.13, 0.28, 0.30, 0.35$ ($Q = 1.6, 3.17, 9.5, 15.8, 22.2$; $E_{\text{in}} = 0.5-7 \text{ mJ}$). Расхождение с экспериментальными данными составляет $\sim 1\%$. В диапазоне значений $Q \approx 16-48$ хорошее соответствие с экспериментальными данными ($\sim 1\%$) дает функция теплоподвода $q(r, t) = Qg(r)f(t)\{1 - \exp[-N_\alpha \rho(r, t)]\}/N_\alpha \rho(r, t)$ (кривая 2 на рис. 6). Выражение для $q(r, t)$ получено путем интегрирования функции источников тепла по всей толщине слоя в предположении постоянства плотности. Таким образом, здесь плотность есть некоторая эффективная, усредненная по толщине

сильно поглощающего слоя величина. Заметим, что форма импульса по времени слабо влияет на функцию прозрачности (кривая 3 на рис. 6). Отличие для двух рассмотренных в настоящей работе функций $f(t) - \text{I}$ и II , в которых пики отстоят на величину $\sim \tau$, т.е. на характерное значение длительности импульса, составило величину $\leq 10\%$ в диапазоне $Q = 9.5-50$. В табл. 3 приведены экстремальные параметры среды: максимальная температура T_m , давление p_m и минимальная плотность ρ_{\min} с соответствующими моментами времени $t, \mu\text{s}$, а также интегральная прозрачность слоя $T_{\text{tr}} = E_{\text{out}}/E_{\text{in}}$ и ширина канала просветления в зависимости от парамет-

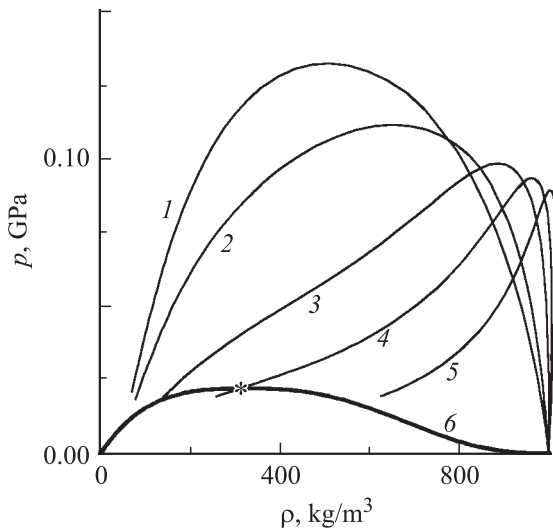


Рис. 7. Траектория различных точек в жидкости на плоскости p – ρ в процессе нагрева: 1 — $r = 0$, 2 — $r = 63 \mu\text{m}$, 3 — $r = r_0 = 252 \mu\text{m}$, 4 — $r = 315 \mu\text{m}$, 5 — $r = 378 \mu\text{m}$, 6 — бинадаль, * — критическая точка. Параметр $Q = 3.17$ ($E_m = 1 \text{ mJ}$, $\tau = 1.2 \mu\text{s}$), момент времени $t = 3.2 \mu\text{s}$, число Эйлера $Eu = 1.578$, форма импульса по времени $f(t)$ — П, начальная прозрачность $T_{tr,0} = 0.02$ (параметр поглощения $N_\alpha = 0.318$).

ра тепловыделения $Q = 1.6$ – 50 ($Eu = 1.6$; $N_\alpha = 0.318$; $T_{tr,0} = 0.02$), в табл. 4 — параметры среды и канала просветления в зависимости от числа Эйлера $Eu = 0.1$ – 10 при постоянном значении параметра тепловыделения $Q = 47.47$ ($N_\alpha = 0.318$; $T_{tr,0} = 0.02$). Зависимости поперечного размера канала просветления в конце и в середине импульса от числа Эйлера построены на рис. 5 (кривые 3, 4). Во второй половине импульса поперечный размер канала просветления в 1.3–2.5 раза превышает поперечный размер просветляющего жидкость пучка (в интервале значений $Eu = 0.5$ – 10). Поперечный размер канала просветления растет с увеличением числа Эйлера как в случае оптически тонкого слоя, так и в случае оптически толстого слоя жидкости. При $Eu \rightarrow 0$ эффект просветления исчезает.

После завершения импульса (или при относительно небольших энергиях, где-то на завершающей его стадии) кривая состояния жидкости на диаграммах p – ρ – ε пересекает бинадаль (линию равновесия жидкость–пар) и спинодаль (линию абсолютной неустойчивости, за которой невозможно состояние перегретой жидкости или переохлажденного пара). На рис. 7 на диаграмме p – ρ показаны ситуации, из которых начинается процесс образования парожидкостного пузыря: 1–3 — в переохлажденном паре начинают конденсироваться капли, плотность возрастает; 4 — вся жидкость переходит в пар после достижения критической точки, плотность убывает, 5 — в перегретой жидкости образуются пузырьки пара, плотность убывает. Температура в точках, соответствующих кривым 1–3, после пересечения бина-

дали (или спинодали) может слегка подрасти, вернее, снизится темп ее уменьшения, а в точках 4, 5 — увеличится темп снижения температуры. В дальнейшем давление и температура в парожидкостной возмущенной области продолжают уменьшаться, а плотность возрастает. Жидкость возвращается в состояние, близкое к первоначальному.

Исследования показали, что для отдельного пучка (длительностью $\tau \sim 10^{-10}$ s) гидродинамический механизм просветления не является существенным, изменения плотности незначительны, хотя изменения давления и внутренней энергии (температуры) велики. Испарительный механизм, как и в случае гигантского импульса ($\tau \sim 10^{-6}$ s), не работает. В литературе обсуждаются механизмы просветления за счет насыщения поглощения, уширения полосы и сдвига линии поглощения [6,7]. Какой из упомянутых эффектов является определяющим для коротких пучков, покажут дальнейшие исследования.

Выводы

Канал просветления расширяется и углубляется (по форме поперечного распределения плотности или коэффициента поглощения) с ростом параметра интенсивности тепловыделения Q при постоянных других параметрах подобия. Темп прироста ширины канала снижается с увеличением параметра Q .

Поперечный размер канала просветления растет с увеличением числа Эйлера Eu (при постоянном значении параметра интенсивности тепловыделения Q и других параметрах задачи) как в случае оптически тонкого слоя (параметр поглощения мал $N_\alpha \ll 1$, начальная прозрачность $T_{tr,0} \sim 1$), так и в случае оптически толстого слоя жидкости ($N_\alpha \sim 1$, $T_{tr,0} \ll 1$). Во второй половине интервала длительности импульса канал просветления в несколько раз шире поперечного размера лазерного пучка. При уменьшении числа Эйлера Eu от 0.5 до 0.1 эффект просветления быстро ослабевает.

Для коротких пучков ($\tau \sim 10^{-10}$ s, $Eu \ll 1$) возмущения плотности жидкости незначительны по сравнению с вариантом гигантского импульса ($\tau \sim 10^{-6}$ s, $Eu \sim 1$). Гидродинамический механизм просветления не реализуется.

Список литературы

- [1] Водопьянов К.Л., Кулевский Л.А., Пашинин П.П., Прохоров А.М. // ЖЭТФ. 1982. Т. 82. Вып. 6. С. 1820–1824.
- [2] Водопьянов К.Л., Кулевский Л.А., Михалевич В.Г., Родин А.М. // ЖЭТФ. 1986. Т. 91. Вып. 1 (7). С. 114–121.
- [3] Андреева Л.И., Водопьянов К.Л., Кайдалов С.А. и др. // КЭ. 1986. Т. 13. № 3. С. 499–509.
- [4] Водопьянов К.Л., Кулевский Л.А., Пашинин П.П. и др. // КЭ. 1987. Т. 14. № 6. С. 1219–1224.

- [5] *Водопьянов К.Л., Карасев М.Е., Кулевский Л.А., Лукашев А.В., Токер Г.Р.* // Письма в ЖТФ. 1988. Т. 14. Вып. 4. С. 324–329.
- [6] *Водопьянов К.Л.* // ЖЭТФ. 1990. Т. 97. Вып. 1. С. 205–218.
- [7] *Водопьянов К.Л., Кулевский Л.А., Лукашев А.В., Пашинин П.П.* // КЭ. 2000. Т. 30. № 11. С. 975–978.
- [8] *Кучеров А.Н.* // ДАН. 2003. Т. 388. № 5. С. 616–619.
- [9] *Борн М., Вольф Э.* Основы оптики. М.: Наука, 1973. 720 с.
- [10] *Виноградова М.В., Руденко О.В., Сухоруков А.П.* Теория волн. М.: Наука, 1979. 383 с.
- [11] *Гинзбург В.Л.* Распространение электромагнитных волн в плазме. М.: Физматгиз, 1967. 683 с.
- [12] *Ахманов С.А., Сухоруков А.П., Хохлов Р.В.* // УФН. 1967. Т. 93. Вып. 6. С. 19–70.
- [13] *Луговой В.Н., Прохоров А.М.* // УФН. 1973. Т. 111. Вып. 2. С. 203–247.
- [14] *Маркузе Д.* Оптические волноводы. М.: Мир, 1974. 576 с.
- [15] *Лойцянский Л.Г.* Механика жидкости и газа. М.: Наука, 1973. 848 с.
- [16] *Вукалович М.П., Ривкин С.Л., Александров А.А.* Таблицы теплофизических свойств воды и водяного пара. М.: Изд-во стандартов, 1969. 408 с.
- [17] *ГСССД 98-86.* Вода. М.: Изд-во стандартов, 1986. 33 с.
- [18] *Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М.* Статистическая физика. М.: Наука, 1976. 583 с.
- [19] *Белоцерковский О.М., Давыдов Ю.М.* Метод крупных частиц в газовой динамике. М.: Наука, 1982. 392 с.