

# Акустическая диагностика взрывного вскипания прозрачной жидкости на поглощающей подложке под действием двух наносекундных лазерных импульсов

А.А.Самохин, С.М.Климентов, П.А.Пивоваров

*Экспериментально исследованы фотоакустические сигналы давления, возникающие в поглощающей подложке под слоем прозрачной жидкости при воздействии двух последовательных наносекундных лазерных импульсов, первый из которых приводит к нагреву и взрывному вскипанию слоя жидкости, контактирующего с облучаемой поверхностью, а второй достигает мишени в то время, когда на ее поверхности уже образовалась паровая пленка. Второй фотоакустический отклик содержит дополнительную информацию о процессах теплопереноса между поверхностями жидкости и подложки, разделенными паровой пленкой.*

**Ключевые слова:** фотоакустический эффект, взрывное вскипание, теплоперенос.

## 1. Введение

Актуальность исследования проблемы взаимодействия жидкости с другим сильно нагретым твердым (или жидким) веществом определяется ее практической значимостью и наличием ряда нерешенных вопросов фундаментального характера, связанных с динамикой неравновесных фазовых превращений и сопровождающими их процессами теплопереноса (см., напр., [1–5] и цитируемую там литературу).

Одним из способов экспериментального исследования подобных процессов является регистрация порождаемых ими акустических сигналов, в том числе и при дополнительном импульсном воздействии. В настоящей работе изложены результаты измерения сигналов давления, возникающих при облучении двумя наносекундными лазерными импульсами поглощающей (металлической) подложки, которая находится под слоем прозрачной жидкости. В результате поглощения первого из импульсов происходит контактный нагрев и взрывное вскипание прилегающего к поверхности подложки слоя жидкости; второй лазерный импульс приходит в тот момент, когда между подложкой и жидкостью уже существует паровой слой, образовавшийся в результате взрывного вскипания.

## 2. Формулировка задачи

Прежде всего напомним некоторые основные положения, касающиеся механизма формирования фотоакустического сигнала в поглощающих средах со свободной и несвободной поверхностью раздела (см., напр., [6, 7]).

Форма распространяющихся в облучаемую подложку импульсов давления обусловлена изменениями тем-

пературы  $T_i$  и плотности  $\rho_i$  ( $i = 1, 2$ ) материальных сред в области их контакта при  $z = 0$ , где индекс 1 соответствует левому полупространству – жидкости, а индекс 2 относится к правому полупространству – подложке. До начала взрывного вскипания поведение температуры описывается уравнением теплопроводности

$$\frac{\partial T_2}{\partial t} = \chi_2 \frac{\partial^2 T_2}{\partial z^2} + \frac{\alpha}{\rho_2 c_{p2}} I_0 \exp(-\alpha z), \quad z > 0, \quad (1)$$

$$\frac{\partial T_1}{\partial t} = \chi_1 \frac{\partial^2 T_1}{\partial z^2}, \quad z < 0 \quad (2)$$

при граничных условиях непрерывности температуры и теплового потока на границе раздела

$$T_1 = T_2, \quad \kappa_1 \frac{\partial T_1}{\partial z} = \kappa_2 \frac{\partial T_2}{\partial z}, \quad z = 0, \quad (3)$$

где  $I_0$  – поглощаемая интенсивность лазерного импульса;  $\alpha$ ,  $\chi_i$  и  $\kappa_i = \rho_i c_{pi} \chi_i$  – коэффициенты поглощения, теплопроводности и теплопроводности соответственно;  $c_{pi}$  – теплоемкость при постоянном давлении; температура  $T_i$  отсчитывается от постоянного начального значения  $T_{0i}$ . Заметим, что условие непрерывности температуры может, вообще говоря, нарушаться при ухудшении теплообмена двух сред на границе раздела [5].

Если считать, что в области прогрева подложки изменение плотности  $\Delta\rho = \rho_i - \rho_{0i} = -\beta_i \rho_i \Delta T_i$  обусловлено, в основном, ее температурной зависимостью, то из линеаризованных уравнений неразрывности и Эйлера далее имеем (см., напр., [6])

$$\frac{\partial^2 P_2}{\partial z^2} = \frac{\partial^2 \rho_2}{\partial t^2} = -\beta_2 \rho_2 \frac{\partial^2 T_2}{\partial t^2}, \quad (4)$$

где  $\beta_i$  – коэффициент теплового расширения. Используемое в (4) приближение означает, в частности, что глубина прогрева подложки  $z_m = \max(1/\alpha, \sqrt{\chi_2 t})$  за время действия лазерного импульса  $\tau$ , обусловленная глубиной поглощения  $1/\alpha$  или температурного влияния  $\sqrt{\chi_2 t}$ , является малой по сравнению с характерной длиной волны возбуждаемого акустического импульса  $\lambda = v_{s2} t$ , где  $v_{s2}$  –

А.А.Самохин, С.М.Климентов, П.А.Пивоваров. Институт общей физики им. А.М.Прохорова РАН, Россия, 119991 Москва, ул. Вавилова, 38; e-mail: asam40@mail.ru, kliment@kapella.gpi.ru, pablo@kapella.gpi.ru

Поступила в редакцию 15 мая 2007 г., после доработки – 9 августа 2007 г.

скорость звука в подложке. Для давления  $P(z^*, t)$  в области  $z_m < z^* < \lambda$  получаем из (4):

$$P(z^*, t) = P(0, t) + \int_0^{z^*} dz' \int_z^{z'} \frac{\partial^2 \rho_2}{\partial t^2} dz = P(0, t) + \frac{\beta_2}{c_{p2}} \left[ \kappa_2 \frac{\partial T_2}{\partial t} + \frac{1}{\alpha} \frac{\partial I_0(t)}{\partial t} \right]. \tag{5}$$

Поскольку в этой области поглощаемую интенсивность и температурные возмущения можно считать равными нулю, то  $P(z^*, t)$  практически не зависит от  $z^*$ , т. е.  $P(z^*, t) = P(t)$ , что может служить граничным условием для распространяющейся далее в глубь подложки акустической волны [6, 7], которая может быть зарегистрирована датчиком давления, расположенным, например, на тыльной стороне подложки.

Регистрируемый таким образом фотоакустический сигнал зависит от давления  $P(0, t) = P_0(t)$  на границе раздела  $z = 0$ . Если эта граница является свободной, т. е.  $P_0 = 0$ , то при воздействии лазерного импульса, симметричного относительно своего максимума по времени, фотоакустический сигнал в соответствии с (5) будет иметь биполярный вид.

В том случае, когда поверхность подложки граничит с полупространством другой сплошной среды, величина  $P_0(t)$  обычным образом определяется из решения полной задачи в левом и правом полупространствах с условием равенства давлений и скоростей на поверхности раздела. С учетом связи между давлением и скоростью в звуковой волне это условие может быть записано в виде

$$v_1 - \frac{P_0 - P_1}{a_1} = v_2 + \frac{P_0 + P_2}{a_2}, \tag{6}$$

где

$$a_i = \rho_i v_{si}; \quad P_1 = \frac{\beta_1 \kappa_1}{c_{p1}} \frac{\partial T_1}{\partial t} \Big|_{z=0};$$

$$P_2 = \frac{\beta_2}{c_{p2}} \left[ \kappa_2 \frac{\partial T_2}{\partial t} \Big|_{z=0} + \frac{1}{\alpha} \frac{\partial I_0(t)}{\partial t} \right];$$

$$v_1 = \beta_1 \int_{-z^*}^0 \frac{\partial T_1}{\partial t} dz; \quad v_2 = -\beta_2 \int_0^{z^*} \frac{\partial T_2}{\partial t} dz.$$

Из (6) для импульса давления в подложке следует, что

$$P(t) = P_0 + P_2 = \frac{a_2(P_2 - P_1)}{a_1 + a_2} + \frac{a_1 a_2}{a_1 + a_2} (v_1 - v_2), \tag{7}$$

где

$$v_1 - v_2 = Q \left( \frac{\beta_1}{\rho_{01} c_{p1}} - \frac{\beta_2}{\rho_{02} c_{p2}} \right) + \frac{\beta_2}{\rho_{02} c_{p2}} I_0(t);$$

$$Q = \kappa_1 \frac{\partial T_1}{\partial z} \Big|_{z=0} = \kappa_2 \frac{\partial T_2}{\partial z} \Big|_{z=0}$$

– поток тепла через границу раздела двух сред. Если контактным нагревом прозрачной среды можно пренебречь (при  $Q < I_0$ ), то формула (7) упрощается:

$$P(t) = \frac{a_2}{a_1 + a_2} \frac{\beta_2}{c_{p2}} \left[ \kappa_2 \frac{\partial T_2}{\partial t} \Big|_{z=0} \right]$$

$$+ \frac{1}{\alpha} \frac{\partial I_0(t)}{\partial t} \Big] + \frac{a_1}{a_1 + a_2} \frac{v_{s2} \beta_2}{c_{p2}} I_0(t). \tag{8}$$

Последний член в правой части (8) пропорционален поглощаемой интенсивности, т. е. в отличие от случая свободной границы фотоакустический сигнал может иметь монополярный вид, если этот член является определяющим в (8).

После начала взрывного вскипания и образования паровой пленки граничные условия для акустического сигнала на облучаемой поверхности изменяются. Если, например, возникшая паровая пленка при изменении ее объема ведет себя как полость с насыщенным паром, контактирующим с жидкостью при постоянной температуре, то  $P(0, t)$  в формуле (5) можно считать примерно постоянной величиной при расширении подложки, нагреваемой вторым лазерным импульсом. При этом второй фотоакустический сигнал будет иметь биполярный вид на фоне давления, обусловленного первым лазерным импульсом. Однако в таком простейшем случае не учитывается ряд других возможных эффектов, которые способны оказать существенное влияние на форму фотоакустического сигнала от второго лазерного импульса. Об относительной роли этих эффектов можно будет качественно судить уже по форме фотоакустического отклика на второй лазерный импульс.

### 3. Описание эксперимента

В эксперименте использовался импульсный лазер на кристалле Nd : YAG, работающий на основной длине волны 1.064 мкм, с длительностью импульса 2 нс на полувы-

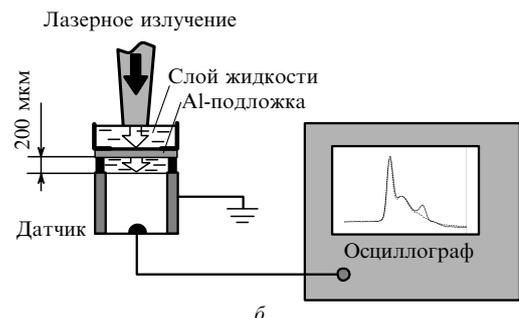
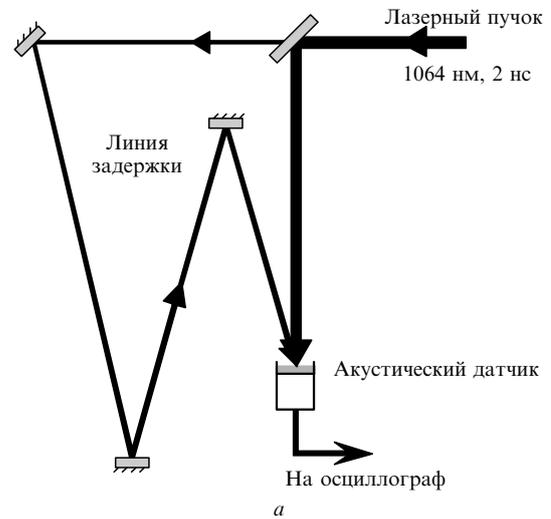


Рис.1. Схема эксперимента: линия задержки (а) и регистрация сигнала давления (б).

соте и распределением интенсивности по пятну, близко к гауссову. Схема эксперимента, позволяющая получать два лазерных импульса одинаковой длительности, разнесенных по времени на несколько наносекунд, представлена на рис.1,*а*. Исходное излучение лазера делилось по энергии зеркалом на две части в соотношении 1:6, первый импульс (большей энергии), проходя сквозь полупрозрачное зеркало, направлялся непосредственно на образец, а второй – на линию задержки и затем также на образец, но спустя 19 нс после прихода первого лазерного импульса. В эксперименте отношение диаметра основного пучка к диаметру задержанного варьировалось от единицы до двух при постоянном диаметре основного пучка 6 мм. На пути основного пучка помещалась система ослабления, используемая для изменения энергии попадающего на образец излучения. При этом энергия задержанного импульса оставалась постоянной либо изменялась пропорционально изменению энергии первого импульса.

Схема регистрации импульса давления представлена на рис.1,*б*. Датчик давления (кристалл ниобата лития) располагался под алюминиевой подложкой (толщиной 1мм) и для обеспечения более полного акустического контакта отделялся от нее тонким (~200 мкм) слоем жидкости. В ходе эксперимента измерялись сигналы двух типов: сигнал датчика в присутствии слоя жидкости (вода или ацетон) толщиной в несколько миллиметров на облучаемой поверхности алюминиевой подложки и так называемый сухой сигнал, когда лазерное излучение воздействовало на сухую алюминиевую поверхность. Далее сигнал импульса давления с датчика направлялся на осциллограф для регистрации.

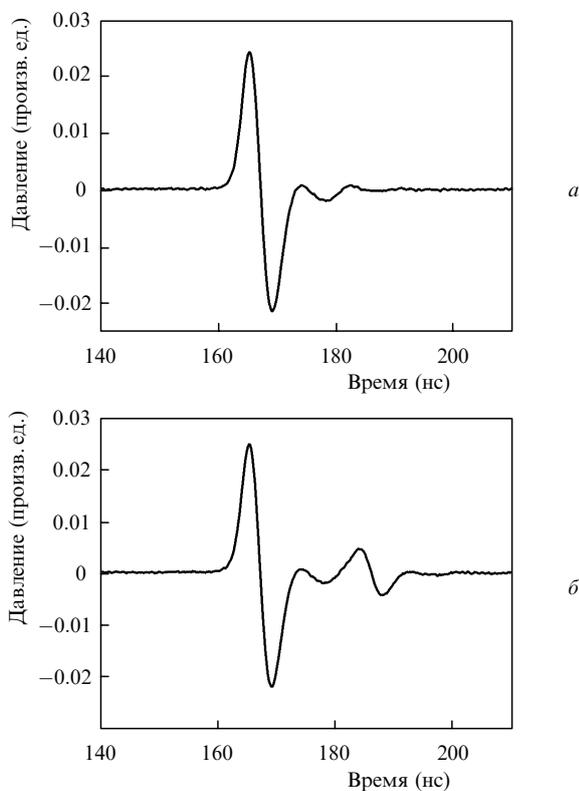


Рис.2. Сигналы давления при облучении сухой поверхности мишени для одиночного (*а*) и парных (*б*) лазерных импульсов. Биполярная форма сигнала в обоих случаях соответствует свободной (ненагруженной) поверхности раздела.

#### 4. Результаты и их обсуждение

На рис.2 представлены осциллограммы импульсов давления, регистрируемых при облучении сухой поверхности алюминиевой мишени в случае одноимпульсного и двухимпульсного воздействий. В соответствии с выражением (5) при  $P_0 = 0$  импульсы имеют характерный биполярный вид, задержка между последовательными импульсами давления соответствует оптической задержке 19 нс, а отношение их амплитуд с хорошей точностью согласуется с отношением энергий лазерных импульсов. Напомним, что отрицательная полуволна такого импульса порождается отраженной от свободной границы волной теплового расширения.

Для определения абсолютной величины давления с помощью выражений (5), (8) необходимо знать лишь поглощательную способность мишени, поскольку остальные теплофизические параметры хорошо известны. Если далее предположить, что при наличии на поверхности жидкой или паровой фазы поглощательная способность системы изменяется незначительно, то сравнение упомянутых аналитических выражений и осциллограмм фотоакустического давления может быть использовано при анализе динамики абсолютной величины давления на несвободной поверхности образца, в том числе и для определения давления, соответствующего взрывному вскипанию перегретой жидкости.

Осциллограммы, полученные при лазерном нагревании образца парами импульсов под слоем прозрачной жидкости (вода), представлены на рис.3 для двух значений энергии первого импульса, при этом в обоих случаях энергия второго составляла 17% от энергии первого.

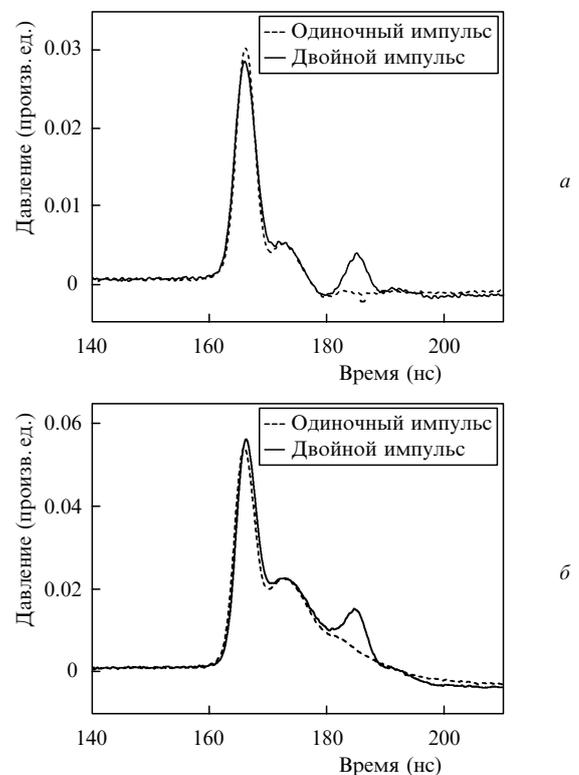


Рис.3. Сравнение сигналов давления от одиночного и двойного импульсов лазера при энергии первого импульса 17 (*а*) и 30 мДж (*б*). В случае *б* зондирующий импульс воздействует на мишень при наличии паровой пленки на ее поверхности, а вызываемый им отклик давления имеет монополярный вид.

Штриховыми линиями показаны формы сигналов, измеренных при облучении только первым импульсом. Амплитуда сигнала на рис.3,*a* превышает амплитуду сухого сигнала (рис.2,*a*) при той же энергии лазерного импульса вследствие дополнительного противодействия со стороны прилегающей жидкой фазы. В данном случае это превышение невелико (20 % – 30 %) и удовлетворительно согласуется с оценками по формулам (5), (8), которые дают несколько большее значение. По этим же оценкам абсолютная величина регистрируемого давления не превышает 40 атм, когда температура поверхности подложки достигает 300 °С. Наличием противодействия объясняется и монополярная форма измеренных сигналов.

На заднем фронте первого импульса отчетливо видна особенность, соответствующая взрывному вскипанию. В этот момент температура поверхности превышает температуру кипения жидкости при действующем на нее давлении, в результате чего возникают паровая полость и дополнительный импульс давления на поверхность мишени. С увеличением энергии лазерного импульса (рис.3,*б*) это давление растет быстрее, чем амплитуда фотоакустического сигнала. При этом растет и ширина дополнительного импульса давления, соответствующая времени существования паровой полости. В случае энергии, соответствующей рис.3,*б*, эта ширина превышает время задержки между двумя лазерными импульсами, и второй из них достигает подложки в момент существования паровой полости. Интересно отметить, что форма сигнала давления от второго (зондирующего) лазерного импульса при этом остается монополярной, как и в случае отсутствия паровой полости (рис.3,*a*).

Неизменность формы второго сигнала и его пропорциональность падающей энергии при наличии и отсутствии паровой полости противоречат упомянутому выше предположению о постоянстве давления  $P_0$  на поверхности подложки, контактирующей с паровой пленкой. Такой результат может быть обусловлен несколькими причинами. В рассматриваемом диапазоне испарительных давлений  $P_v$ , не превышающих 10 атм, и при времени существования паровой полости  $\sim 10$  нс ее толщина  $h \approx P_v t / a_1$  оказывается весьма малой (порядка нескольких нанометров), что усиливает роль локальных неоднородных эффектов, связанных с состоянием реальной поверхности подложки и способствующих нарушению сплошности пленки. Улучшение качества поверхности и увеличение толщины паровой полости, например за счет увели-

чения длительности основного лазерного импульса, будет ослаблять влияние этих эффектов. Кроме того, в условиях одномерного приближения предположение о постоянстве  $P_0$  может не выполняться из-за дополнительного потока тепла в прилегающую к паровой пленке поверхность жидкости через эту пленку от поверхности подложки, подогреваемой зондирующим лазерным импульсом. Подчеркнем, что в рассматриваемых условиях длина свободного пробега молекул пара значительно превышает толщину образующейся пленки  $h$ .

## 5. Выводы

Из полученных экспериментальных результатов и простых линеаризованных одномерных оценок следует, что давление, создаваемое зондирующим импульсом на поверхности подложки в результате сжатия паровой полости, не является постоянным (сжатие вызывается тепловым расширением подложки), поскольку в противном случае сигнал имел бы биполярный вид, как это наблюдалось для свободной поверхности. Таким образом, возникающая паровая пленка не может рассматриваться как полость с насыщенным паром, контактирующей с жидкостью при постоянной температуре.

В работе также продемонстрировано, что двухимпульсная фотоакустическая методика может с успехом применяться для исследования процессов тепломассопереноса при взрывном вскипании жидкости, находящейся в контакте с импульсно нагреваемой подложкой. При этом для создания близких к одномерным условий, наиболее удобных для количественного анализа, необходимо использовать лазерные импульсы с постоянным распределением интенсивности по пятну облучения. Результаты таких экспериментов будут представлены позднее.

Работа поддержана грантом РФФИ № 06-08-01440.

1. Крюков А.П., Ястребов А.К. *ТВТ*, **44**, 560 (2006).
2. Глазков В.В., Григорьев В.С., Жилин В.Г., Зейгарник Ю.А., Ивочкин Ю.П., Кубриков К.Г., Медвецкая Н.В., Оксман А.А., Синкевич О.А. *ТВТ*, **44**, 913 (2006).
3. Самохин А.А. *Квантовая электроника*, **36**, 684 (2006).
4. Kudryashov S.I., Lyon K., Shukla S., Murry D., Allen S.D. *J. Appl. Phys.*, **100**, 056103 (2006).
5. Lang F., Leiderer P. *New J. Phys.*, **8**, 14 (2006).
6. Самохин А.А. *Труды ИОФАН*, **13**, 3 (1988).
7. Гусев В.Э., Карабутов А.А. *Лазерная оптоакустика* (М.: Наука, 1991).