

О фотоакустическом мониторинге движения фронта лазерного испарения

А.А.Самохин, Н.Н.Ильичев

На примере поглощающих жидкостей (вода, спирт), облучаемых импульсами от эрбиевого лазера ($\lambda = 2.94$ мкм), экспериментально продемонстрирована возможность регистрации смещения фронта лазерного испарения по сдвигу фазы (задержке) акустического отклика на высокочастотную ($\omega > 0.1$ ГГц) модуляцию интенсивности лазерного импульса с длительностью $\tau > 1/\omega$.

Ключевые слова: лазер, лазерное воздействие, фотоакустика.

Взаимодействие интенсивного излучения с конденсированным веществом исследуется уже на протяжении многих лет (см., напр., [1–7] и цитированную там литературу). В то же время некоторые принципиальные вопросы, в частности, касающиеся динамики фазовых превращений, остаются пока не полностью выясненными, в том числе и по причине отсутствия достаточной экспериментальной информации о процессах, происходящих в зоне воздействия. Недавно [6] было сообщено о некоторых особенностях поведения амплитуды фотоакустического сигнала давления, связанных с испарением конденсированного вещества под действием лазерных импульсов с высокочастотной модуляцией интенсивности. Цель настоящей работы – экспериментально продемонстрировать метод диагностики смещения облучаемой поверхности во время действия лазерного импульса по поведению высокочастотной составляющей акустического отклика.

Принципиальная схема эксперимента не отличалась от использовавшейся ранее [5–7]. Излучение лазера на основе кристалла YAG:Er³⁺ с длиной волны 2.94 мкм и активной модуляцией добротности (длительность импульса около 200 нс, энергия до 12 мДж, площадь пятна 0.02–0.03 см²) падало на поверхность слоя жидкости, которая находилась на приемном окне акустического датчика на основе ниобата лития. Интенсивность импульса была промодулирована высокочастотными колебаниями с периодом межмодовых биений 8.2 нс. Регистрация сигналов с датчика и фотоприемника осуществлялась с помощью осциллографа DPO 7254 с полосой 2.5 ГГц.

При малых интенсивностях облучения, соответствующих линейному отклику, который в случае свободной поверхности жидкости пропорционален производной от лазерной интенсивности [1], огибающая высокочастотной составляющей фотоакустического сигнала, выделенной из полного сигнала, повторяет огибающую модуля-

ционной компоненты лазерного импульса. Увеличение интенсивности приводит к появлению сигнала, обусловленного испарением жидкости, в виде ненулевой плавной составляющей у полного фотоакустического отклика, а также к уменьшению амплитуды (провалу в огибающей) высокочастотной составляющей отклика, что видно из рис.1 (кривые 2); данные приведены для воды. Появление провала в огибающей совпадает с развитием испарительного давления [6].

В это же время начинает проявляться изменение фазы (задержки) акустической модуляции относительно моду-

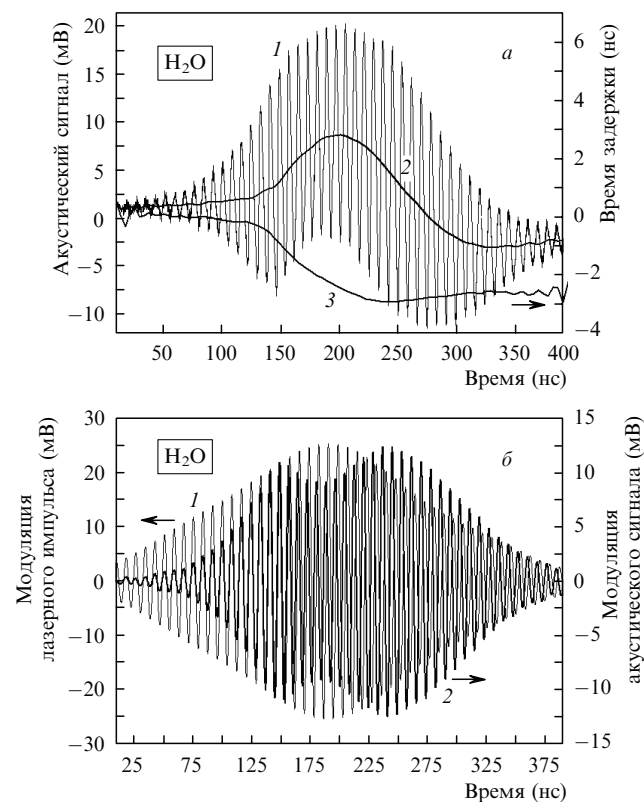


Рис.1. Поведение акустического сигнала для воды (1), его низкочастотной составляющей (2) и доплеровской задержки акустического сигнала t_f (3) (а), а также поведение высокочастотных частей лазерного импульса (1) и акустического сигнала (2) (б).

А.А.Самохин, Н.Н.Ильичев. Институт общей физики им. А.М.Прохорова, Россия, 119991 Москва, ул. Вавилова, 38; e-mail: asam40@mail.ru, ilichev@kapella.gpi.ru

Поступило в редакцию 24 июня 2010 г., после доработки – 8 июля 2010 г.

ляции лазерного импульса, т. е. начинается «разбегание» положений нулей (или максимумов) этих сигналов, совмещенных в их начальной части, где периоды колебаний двух сигналов совпадают. Эту задержку t_f можно определить также непосредственно по одному акустическому сигналу по формуле $t_f = t_n - n\Delta t$, т. е. по разности между положением n -го нуля на оси времени t_n и его опорным (реперным) положением $n\Delta t$ при неизменном значении полупериода колебаний Δt , относящегося к начальной части сигнала.

Поведение t_f во время действия лазерного импульса иллюстрирует кривая 3 на рис. 1, а. Отрицательное значение t_f соответствует уменьшению периода колебаний (эффект Доплера) и сближению приповерхностного фотоакустического источника с регистрирующим датчиком. Величина этого смещения оценивается по формуле $\Delta h = v_s t_f$, где v_s – скорость звука в жидкости. Для воды $v_s = 1.4$ км/с, поэтому задержка $t_f \sim 3$ нс на рис. 1, а соответствует смещению Δh облучаемой лазером и акустически излучающей поверхности примерно на 4 мкм в глубь слоя жидкости за характерное время $\Delta t \sim 100$ нс, т. е. со скоростью $v = \Delta h / \Delta t \sim 40$ м/с. Заметим, что эта излучающая эффективная поверхность не совпадает тождественно с геометрической поверхностью жидкости.

При увеличении плотности лазерной энергии до ~ 0.6 Дж/см² наблюдаемые смещения Δh и скорости v достигали соответственно ~ 10 мкм и 70–90 м/с. Такая скорость по порядку величины близка к скорости окологригического испарения, которую приближенно можно оценить по формуле $v_{cr} \sim (\rho_{cr} / \rho) [kT / (2\pi m)]^{1/2}$, где ρ_{cr} и T обозначают соответственно плотность и температуру вещества в критической точке; ρ – исходная плотность вещества; m – масса испаряющихся молекул; k – постоянная Больцмана. Оценка для воды дает $v_{cr} \sim 70$ м/с. При этом следует иметь в виду, что облучаемая поверхность смещается также за счет сжатия вещества под действием испарительного давления p со скоростью $v_p = p / (\rho v_s)$, которая для воды в окологригической области может составлять ~ 15 м/с. В соответствии с этими оценками $v \approx v_p + v_{cr}$. Однако оценочная величина интенсивности, требуемая для поддержания стационарного режима испарения с подобными скоростями, оказывается выше используемой в эксперименте. Этот вопрос требует отдельного обсуждения. Отметим в связи с этим, что в акустическом сигнале наблюдаются также и отдельные короткие (субнаносекундные) пики давления [5–7], которые могут быть обусловлены взрывным вскипанием.

В отличие от воды, в случае этилового спирта поведение регистрируемого смещения (кривая 3 на рис. 2, а) при плотности энергии ~ 0.5 Дж/см² имеет качественно иной характер. Задержка t_f имеет противоположный знак и начинает расти еще до появления заметного испарительного давления (кривая 2, рис. 2, а). Такое поведение может быть обусловлено тепловым расширением, которое за счет большей глубины прогрева (меньшего коэффициента поглощения) более заметно у спирта, чем у воды. Развитие испарения затормаживает подобное смещение поверхности, не оказывая при этом заметного влияния на величину фотоакустического сигнала. Сравнение кривых 1 и 2 на рис. 2, б позволяет увидеть различие в их поведении в первой части лазерного импульса, которое может быть связано с нелинейностью акустического отклика, в частности, за счет уменьшения коэффициента поглощения.

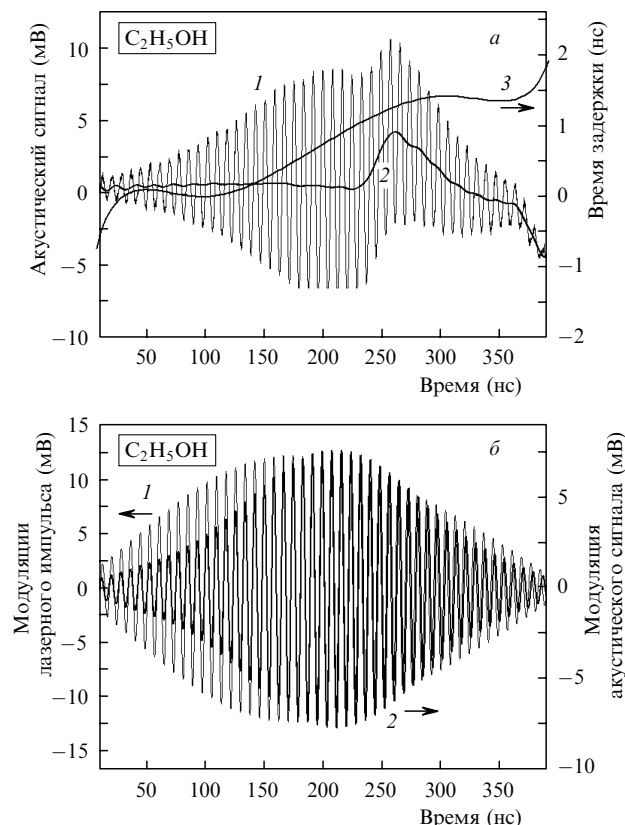


Рис. 2. Поведение акустического сигнала для этилового спирта (1), его низкочастотной составляющей (2) и доплеровской задержки акустического сигнала t_f (3) (а), а также поведение высокочастотных частей лазерного импульса (1) и акустического сигнала (2) (б).

Таким образом, приведенные в данной работе результаты демонстрируют возможность мониторинга смещения облучаемой поверхности посредством фотоакустической методики, использующей высокочастотную модуляцию интенсивности лазерного импульса. Аналогичная методика применима и в случае сильно поглощающих конденсированных сред (металлы). Одним из ее преимуществ является возможность одновременной регистрации давления из зоны облучения и смещения облучаемой поверхности с помощью одного и того же датчика давления. Для проведения количественных измерений необходимы дополнительные экспериментальные и теоретические исследования с использованием постоянного распределения лазерной интенсивности по пятну облучения и с учетом всех основных процессов, происходящих в зоне воздействия.

Работа выполнена при поддержке РФФИ (гранты № 09-02-00545а и 09-02-01055а) и гранта Президента РФ государственной поддержки ведущих научных школ РФ № НШ-3675.2010.2.

1. Самохин А.А. *Труды ИОФАН*, **13**, 3 (1988).
2. Lang F., Leiderer P. *New J. Phys.*, **8**, 14 (2006).
3. Самохин А.А., Молоков Е.А. *Кр. сообщ. физ. ФИАН*, № 11, 25 (2008).
4. Porneala C., Willis D.F. *J. Phys. D: Appl. Phys.*, **42**, 155503 (2009).
5. Самохин А.А., Вовченко В.И., Ильичев Н.Н., Шапкин П.В. *Квантовая электроника*, **37**, 1141 (2007).
6. Samokhin A.A., Vovchenko V.I., Il'ichev N.N. *Phys. Wave Phenom.*, **16** (4), 275 (2008).
7. Samokhin A.A., Vovchenko V.I., Il'ichev N.N., Shapkin P.V. *Laser Phys.*, **19**, 1187 (2009).