

## Особенности акустической эмиссии при оптическом пробое жидкости под действием Nd:YAG-лазера

© А.В. Буланов,<sup>1</sup> И.Г. Нагорный,<sup>1,2</sup> Е.В. Соседко<sup>1</sup>

<sup>1</sup> Тихоокеанский океанологический институт им. В.И. Ильичева Дальневосточного отделения РАН, 690041 Владивосток, Россия

<sup>2</sup> Дальневосточный федеральный университет (ДФУ), 690950 Владивосток, Россия  
e-mail: a\_bulanov@me.com

(Поступило в Редакцию 26 октября 2012 г.)

Представлены результаты экспериментальных исследований акустической эмиссии из зоны оптического пробоя в жидкости. Изучены спектральные характеристики и энергетика акустической волны, генерируемой в жидкости при расширении плазменного образования инициируемого оптическим пробоем на длине волны 532 нм. Показано, что наблюдаются 2 спектральных максимума, характеризующие акустическую эмиссию, при этом наблюдается смещение в низкочастотную область низкочастотного максимума при увеличении энергии лазерного импульса. В целом наблюдается линейная зависимость акустического давления от энергии лазерного импульса. Показано, что по акустическим данным удастся воспроизвести функцию  $R(t)$ , которая согласуется с характерными зависимостями  $R(t)$ , получаемыми из оптических данных. Последнее особо важно для изучения пробоя в непрозрачных средах.

Оптический пробой, генерируемый лазерным излучением, обладает свойствами взрыва [1]. Особенно большая информация была накоплена для пробоя в газах, для которых подробное описание механизмов дано в [1,2]. Значительно менее изученным является оптический пробой в конденсированных средах. В недавно опубликованной работе W. Lauterborn, T. Kurz [3] представлен прекрасный обзор последних достижений в области физики колебаний пузырьков в жидкости и, в частности, в области динамики образующихся под действием лазерного излучения пузырьков в жидкости. В [4] был изучен баланс энергии различных механизмов уноса энергии из зоны пробоя и была показана высокая эффективность (10–49%) преобразования оптической энергии в акустическую, которая существенно зависит от энергии и длительности лазерного импульса. Столь высокий разброс эффективности акустико-оптического преобразования в жидкости связан с наличием различных механизмов генерации акустических волн при оптическом пробое, обусловленном лазерными импульсами с различной энергией и при различной фокусировке лазерного излучения в жидкости. В связи с этим представлялось интересным изучить зависимость особенностей акустической эмиссии от энергии лазерного импульса и его фокусировки в жидкости.

### Аппаратура и методика экспериментов

Схема эксперимента представлена на рис. 1. В эксперименте для возбуждения оптического пробоя использовался Nd:YAG лазер „Brilliant В“ со следующими параметрами излучения: длина волны 532 нм, длительность импульса 10 нс, энергия в импульсе до 180 мДж, изменяющаяся в режиме модулированной добротности.

Плотность мощности лазерного излучения дополнительно возрастала за счет острой фокусировки излучения в необходимом месте (в толще жидкости, на поверхности или вблизи поверхности жидкости) с помощью линз 2 с различными фокусными расстояниями  $F = 40, 75$  и 125 мм. При этом в зависимости от применения короткофокусной или длиннофокусной линзы менялся характер распределения в области пробоя. Регистрация оптического пробоя осуществлялась с применением оптического многоканального анализатора спектров Flame Vision PRO System с временным разрешением 3 нс.

Эксперименты проводились по следующей схеме. Излучение лазера 1 с помощью поворотного зеркала 2 и линзы 3 фокусировалось в жидкость. Излучение плазмы 4 оптического пробоя проецировалось линзой 6 на входную щель монохроматора 7, сопряженного с CCD-камерой 5. Управление осуществлялось компьютером 8. В целом оптическая схема эксперимента аналогична схемам, представленным в работах [5,6]. Отличие за-

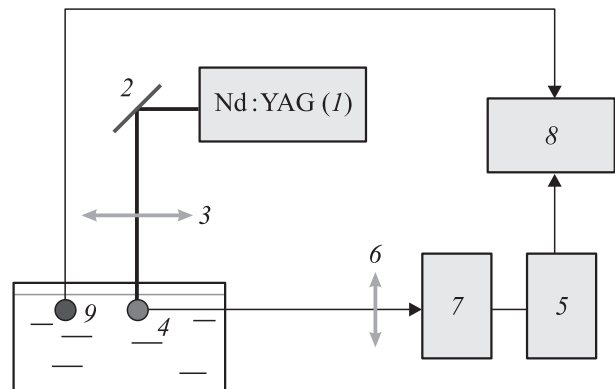
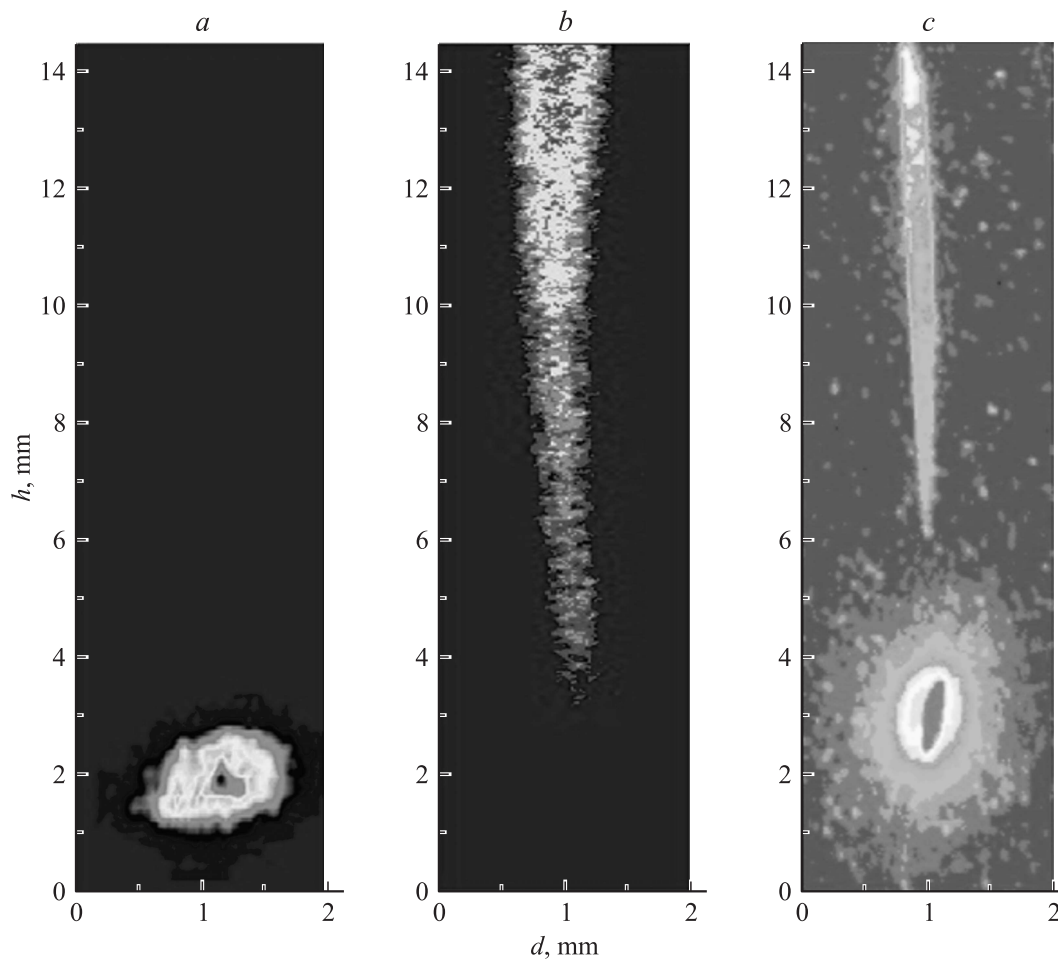


Рис. 1. Схема эксперимента.



**Рис. 2.** Различные режимы пробоя в воде: *a* — локализованный в толще воды, *b* — приповерхностный, *c* — смешанный.

ключалось в наличии аппаратуры для изучения параметров акустической волны, инициируемой оптическим пробоем. В качестве широкополосного акустического приемника использовался гидрофон типа 8103 фирмы Brüel & Kjær 9, информация с которого оцифровывалась и записывалась с применением многоканальной платы ввода-вывода фирмы L-Card с максимальной частотой оцифровки  $\sim 5$  МГц.

В экспериментах были получены серии снимков оптического пробоя при экспозиции 3 ns с различным шагом временной задержки  $t_d$  относительно начала пробоя. Далее проводилась обработка изображений в зависимости от времени задержки, так что можно было изучить динамику образования и роста пузырьков в жидкости. Анализ одновременно записанной акустической информации позволял связать динамику пузырьков с параметрами акустической эмиссии из области оптического пробоя.

## 1. Основные экспериментальные результаты

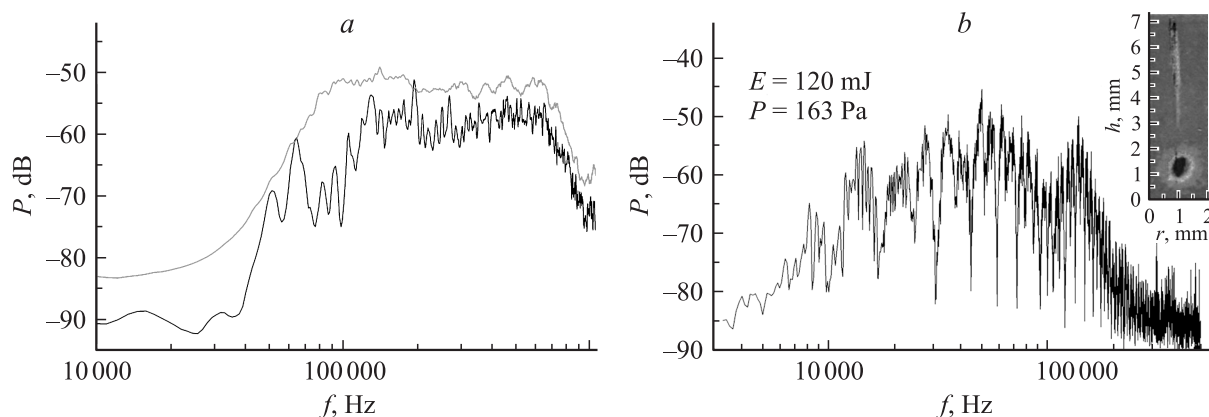
На рис. 2 представлены оптические изображения области пробоя в воде, которые были получены при

различной фокусировке лазерного излучения линзами. В результате пробоя происходил либо в толще воды (*a*), либо в приповерхностных слоях воды (*b*), либо наблюдался смешанный пробой, представляющий собой комбинацию указанных выше типов пробоя (*c*).

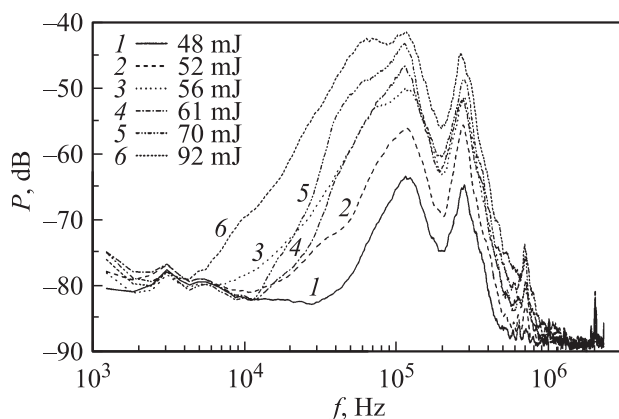
На рис. 3 представлена спектральная плотность акустической эмиссии от различных режимов пробоя в воде. Видно, что характер акустической эмиссии и значения спектральных плотностей звука существенно различаются в зависимости от характера оптического пробоя. Важным является наличие спектрального максимума на частотах 50–60 кГц.

Измерение акустической эмиссии было использовано также для изучения зависимости эффективности генерации звука от энергии лазерного импульса и его фокусировки в жидкости [7,8].

На рис. 4 представлены особенности спектральных характеристик акустической волны, генерируемой в жидкости оптическим пробоем в зависимости от энергетике лазерного импульса. Из рис. 4 видно, что наблюдаются смещения низкочастотного максимума в область меньших частот при увеличении энергии импульса. Высокочастотный спектральный максимум, не смещаемый при всех энергиях лазерного импульса, вероятно,



**Рис. 3.** Спектральная плотность акустической эмиссии при различных режимах пробоя в воде: *a* — при наличии только одного из различных режимов пробоя в воде (представленные на рис. 2, *a, b*), *b* — при наличии смешанного пробоя в воде.



**Рис. 4.** Смещение частотного пика акустической эмиссии при увеличении энергии лазерного импульса  $E$ . Кривая 1 соответствует  $E = 48$ , 2 — 52, 3 — 56, 4 — 61, 5 — 70, 6 — 92 мДж.

связан с собственным резонансом гидрофона при частоте  $\sim 300$  кГц.

На рис. 5 показана зависимость давления звука  $P$  на переднем фронте акустического импульса от энергии  $E$ . На врезке представлена зависимость от времени давления звука  $P$  в акустическом импульсе, принимаемого гидрофоном при оптическом пробое жидкости.

Проанализируем зависимость акустической эмиссии от динамики пузырьков. Полная энергия акустического импульса  $E_{ac}$  вычисляется по формуле

$$E_{ac} = \frac{2\pi r^2}{\rho c} \int_0^{\tau} P_r^2(t) dt, \quad (1)$$

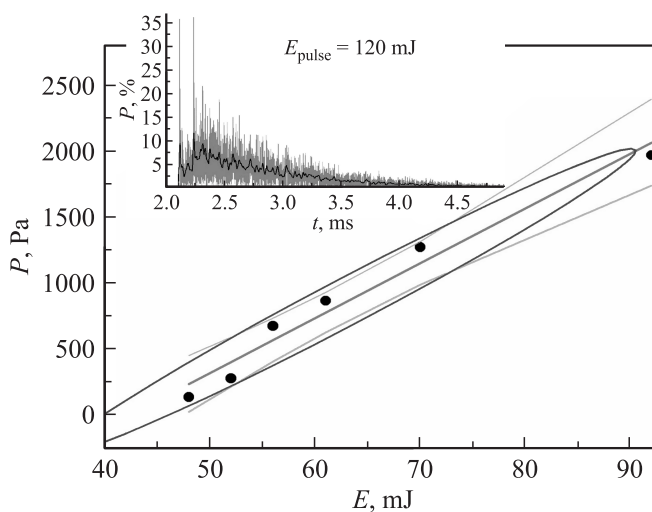
где  $\rho$  — плотность жидкости,  $c$  — скорость звука,  $P_r(t)$  — величина акустического давления в импульсе, принимаемого гидрофоном на расстоянии  $r$  от места пробоя. По существу эта величина связана с площадью под кривой на врезке рис. 5. Оценка по энергии акустической эмиссии позволяет сделать важный вывод

о том, что эффективность акустико-оптического преобразования в нашем случае оказалась равной 10% [7,8], что согласуется с данными работы [4] в самом нижнем пределе.

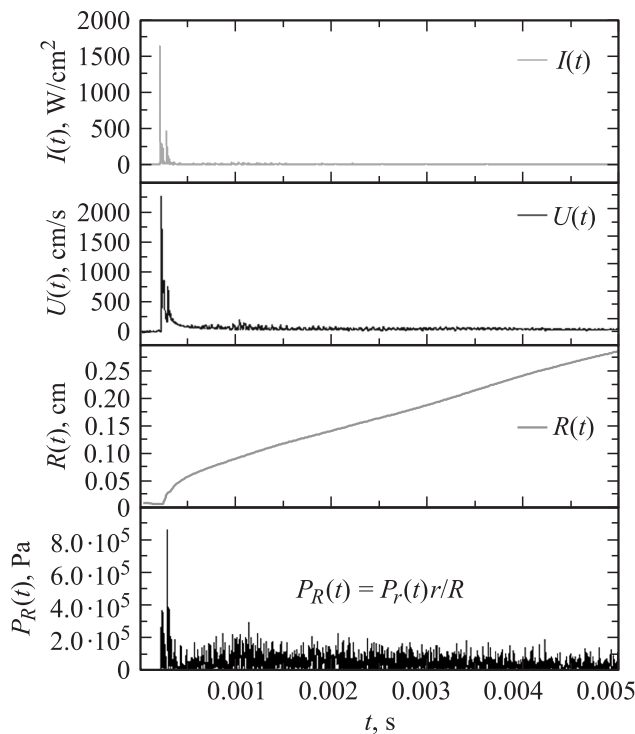
Наряду с полученными оценками полной энергии излучаемого акустического импульса представляет интерес попытаться решить обратную задачу — восстановить динамику пузырька по данным об акустической эмиссии [8]. Теоретической основой является формула для распределения давления в излучаемой волне от сферического пузырька как источника монополярного излучения, которую можно написать в виде [3]

$$P_r(t) = \rho(R\ddot{R} + 2\dot{R}^2)(R/r), \quad \dot{R}(t) = dR/dt = U(t). \quad (2)$$

Решая нелинейное дифференциальное уравнение относительно функции  $R(t)$ , считая при этом известной функцию  $P(t)$  на основе экспериментальных данных в принятом акустическом импульсе, можно вычислить



**Рис. 5.** Зависимость давления звука  $P$  на переднем фронте акустического импульса от энергии  $E$ . На врезке — форма акустического импульса.



**Рис. 6.** Акустическая эмиссия и динамика пузырька: *a* — временная зависимость давления  $P(t)$  в принятом акустическом импульсе от области оптического пробоя, *b* — функция  $R(t)$ , вычисленная по формуле (2) по данным (*a*) для  $P(t)$ , *c* — функция (*b*) функция  $dR(t)/dt$ , построенная для функции  $R(t)$  из (*b*), *d* — интенсивность в излучаемом акустическом импульсе  $I(t)$ .

функцию  $R(t)$ , скорость движения стенки пузырька  $U(t)$  и интенсивность в акустической волне  $I = \langle P_R(t) \dot{R}(t) \rangle$ , где  $P_R(t) = (r/R)P_r(t)$ . На рис. 6 представлены указанные зависимости [8], которые показывают, что по акустическим данным удается воспроизвести функцию  $R(t)$ , которая согласуется с характерными зависимостями  $R(t)$ , получаемыми из непосредственных измерений изображений оптического пробоя на поздних стадиях его эволюции [5,6].

Экспериментальные результаты дают представления о перераспределении энергии и о характере оптического пробоя на поверхности. Показано, что наблюдается 2 спектральных максимума, характеризующие акустическую эмиссию, при этом наблюдается смещение низкочастотного максимума в область меньших частот при увеличении энергии лазерного импульса. В целом наблюдается линейная зависимость акустического давления от энергии лазерного импульса. По акустическим данным удается воспроизвести функцию  $R(t)$ , которая согласуется с характерными зависимостями  $R(t)$ , получаемыми из оптических данных, что практически важно для изучения пробоя в непрозрачных средах.

Работа была выполнена при поддержке РФФИ, проект 12-02-01048, проект 12-03-31816 мол\_а.

## Список литературы

- [1] Райзер Ю.П. Лазерная искра и распространение разрядов. М.: Наука, 1974.
- [2] Фишер В.И. // ЖЭТФ. 1980. Т. 79. № 6 (12). С. 2142–2151.
- [3] Lauterborn W., Kurz T. // Rep. Prog. Phys. 2010. Vol. 73. P.106 501.
- [4] Vogel A., Noack J., Nahen K., Theisen D., Busch S., Parlitz U., Hammer D., Noojin G., Rockwell B., Birngruber R. // Appl. Phys. 1999. Vol. 68. P. 271–280.
- [5] Букин О.А., Ильин А.А., Кульчин Ю.Н., Нагорный И.Г., Павлов А.Н., Буланов А.В. // Квант. электрон. 2006. Т. 36. № 6. С. 553–556.
- [6] Ильин А.А., Букин О.А., Буланов А.В. // ЖТФ. 2008. Т. 78. Вып. 6. С. 20–24.
- [7] Bulanov A.V. / ISNA. 2012. Vol. 19. P. 46.
- [8] Bulanov A.V., Nagorny I.G. / AIP Conf. Proc. 2012. Vol. 1474. P. 351–354.