

**Р.Л. Армстронг, А.А. Землянов, А.М. Кабанов**

## **ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ АКУСТИЧЕСКОГО СИГНАЛА ОТ ОДИНОЧНЫХ АЭРОЗОЛЬНЫХ ЧАСТИЦ В ИНТЕНСИВНОМ СВЕТОВОМ ПОЛЕ**

Экспериментально исследован оптико-акустический эффект в одиночных частицах различного размера при воздействии импульсным лазерным излучением. Установлено влияние размера частиц на амплитуду акустического сигнала при испарении и взрыве частиц.

В настоящее время в практике измерений поглощательной способности газовых сред хорошо зарекомендовал себя метод оптико-акустической (ОА) ячейки [1]. Этот метод основан на оптико-акустическом эффекте, т.е. на возникновении акустических волн в исследуемом образце, помещенном в изолированный объем и облученном потоком радиации. Эффект возникает за счет преобразования поглощенной энергии излучения в тепловую энергию среды, что приводит к образованию акустического сигнала. Замкнутая ячейка используется в основном для изоляции от внешних шумов и для повышения чувствительности методов.

Метод ОА ячейки также был использован для измерения поглощения аэрозольных сред [2]. Однако технические особенности метода ОА ячейки вносят ряд трудностей при работе со средами, содержащими аэрозольную компоненту. Высокая чувствительность ячейки к внешним шумам при ее разгерметизации не позволяет проводить измерения при прокачивании аэрозоля через рабочий объем ячейки. При исследовании жидкокапельного аэрозоля происходит залипание мембраны микрофона, что неконтролируемо снижает его чувствительность. Осаждение аэрозольных частиц на выходных окнах затрудняет оптический контроль концентрации аэрозоля. Рассеяние воздействующего излучения на аэрозольных частицах создает дополнительный шумовой сигнал от стенок ОА ячейки. В замкнутом объеме ячейки формируется газовая фракция из паров вещества жидкокапельного аэрозоля, которая не поддается контролю и вносит вклад в амплитуду акустического сигнала.

Применение лазеров повышенной интенсивности существенно расширяет возможности ОА-метода благодаря увеличению амплитуды сигналов. Это позволяет уверенно выделять акустические сигналы на уровне шумов стандартными микрофонами без изоляции исследуемой среды в замкнутой ячейке. Расширение спектра эффектов при взаимодействии мощного лазерного излучения с аэрозодем, включая нелинейные (испарение, взрыв, пробой), дает возможность, наряду с поглощательной способностью, исследовать другие характеристики среды (концентрация аэрозольных частиц, размер, степень обводнения, химический состав).

В [3, 4] описаны результаты исследований ОА-эффекта в водном аэрозоде в свободном объеме. Исследована зависимость пикового давления акустического импульса от концентрации частиц водного аэрозоля и плотности энергии импульса  $\text{CO}_2$ -лазера [3]. Показано, в частности, что при достижении порога взрыва аэрозольных частиц ( $E \approx 2 \text{ Дж/см}^2$ ) меняется коэффициент преобразования лазерной энергии в энергию звуковой волны. В [5] показано, что при одинаковой водности, но различной микроструктуре аэрозоля наибольшая амплитуда акустического сигнала при взрыве частиц достигается для мелкодисперсного аэрозоля. Используемый в экспериментах полидисперсный аэрозоль приводил к усреднению акустических импульсов от частиц различного размера, что не позволяло установить количественную зависимость акустического отклика от размера частиц облучаемого аэрозоля.

Настоящая статья посвящена экспериментальному исследованию ОА-эффекта для одиночных частиц различного размера. Интерес к подобным исследованиям обусловлен не только изучением возможности применения ОА-метода в открытом объеме для диагностики аэрозоля и газовой-аэрозольных сред, но и с точки зрения его использования для исследования регулярного и взрывного испарения жидких частиц при быстрых скоростях нагрева.

В качестве воздействующего излучения использовался импульс  $\text{CO}_2$ -лазера с длительностью  $t_{\text{и}} = 3,5 \cdot 10^{-7}$  с и энергией в импульсе 1 Дж. Лазерный пучок направлялся на частицу через короткофокусную линзу с фокусным расстоянием  $3 \cdot 10^{-2}$  м, что позволяло достигать плотности энергии в области взаимодействия  $E = 1,4 \cdot 10^{+3}$  Дж/см<sup>2</sup>. Воздействующая энергия изменялась при помощи сарановых и тефлоновых ослабителей с прозрачностью  $T_1 = 0,85456$  и  $T_2 = 0,6418$  соответственно. Точность фокусировки излучения на частицу контролировалась при помощи микроскопа по пробою частицы. Система синхронизации позволяла настраивать воздействующий лазер, генератор аэрозоля и плазменную подсветку таким образом, что в окуляре микроскопа была видна устойчивая картина взаимодействия лазерного излучения с аэрозольной частицей в заданный момент времени.

Аэрозольные частицы создавались при помощи генератора, пьезо-кристалл которого под действием напряжения с заданной частотой разбивал струю жидкости на одиночные капли. Диаметр струи задавался при помощи сменных пьезокерамических пластин с диаметром отверстий от  $1,2 \cdot 10^{-5}$  до  $10^{-4}$  м. Размер частиц определялся по формуле  $r = [3M / 4\pi\rho t f]^{1/3}$ , где  $f$ -частота колебаний пьезокристалла;  $M$  – расход жидкости;  $t$  – время измерения;  $\rho$  – плотность исследуемой жидкости.

Акустический сигнал принимался конденсаторным микрофоном фирмы Брюль и Кьер, диаметр  $1/4$ " , с чувствительностью 1,6 мВ/Па, частотный диапазон 4 Гц–100 кГц. Сигнал регистрировался осциллографом Тетроникс 2464 с полосой пропускания до 400 МГц и чувствительностью входных каналов до 2 мВ/дел.

Для случая воздействия излучением с длиной волны  $\lambda = 10,6$  мкм использовалась дистиллированная вода с показателем поглощения  $\kappa = 8,5 \cdot 10^{-2}$ . При воздействии излучением Nd-YAG-лазера с  $\lambda = 0,53$  мкм использовался водный раствор нигрозина. Показатель поглощения для концентрации нигрозина  $7,71 \cdot 10^{-3}$  г/л составлял  $\kappa = 10^{-3}$ . Достичь более высоких значений показателя поглощения и варьировать размер частиц при работе Nd-YAG-лазером не удалось, поскольку, во-первых, вязкость раствора не позволяла прокачивать его через генератор, а во-вторых, при увеличении концентрации раствора существенно ухудшается стабильность пучка частиц и самих частиц, что не позволяет получать устойчиво сферические частицы и синхронизовать систему <лазер–генератор>.

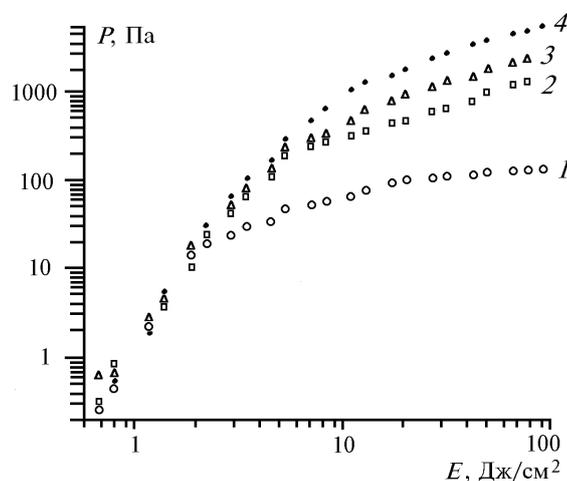


Рис. 1

На рис. 1 представлена зависимость пикового давления акустического сигнала от плотности энергии лазерного импульса ( $\lambda = 10,6$  мкм), воздействующего на аэрозольную частицу. Начало уверенного приема акустического сигнала от облученной частицы соответствует плотности энергии  $E = 0,4$  Дж/см<sup>2</sup>. При меньших значениях воздействующей энергии сигнал по порядку величины совпадал с уровнем лабораторного шума  $P = 10^{-1}$  Па. Верхняя граница измерений соответствует порогу пробоя на частице  $E = 2 \cdot 10^2$  Дж/см<sup>2</sup>, что хорошо согласуется с результатами, полученными ранее с использованием микрофотосъемки [6]. В описываемом

эксперименте контроль пробоя осуществлялся по резкому скачку амплитуды акустического сигнала при достижении пороговых значений плотности энергии, а также визуальным методом через микроскоп. Представлены результаты измерений для трех размеров аэрозольных частиц:  $r = 15$  (1),  $r = 49$  (2),  $r = 92$  мкм (3), а также в качестве предельного случая воздействие лазерного излучения на поверхность воды (4).

На рис. 2 показана зависимость  $P$  от  $E$  для случая воздействия Nd-YAG-лазера с  $\lambda = 0,53$  мкм и  $t_{\text{и}} = 5 \cdot 10^{-8}$  с на частицу раствора нигрозина с  $r = 50$  мкм. Поскольку показатель поглощения частицы достаточно мал ( $\kappa = 10^{-3}$ ), взрыв реализуется в узком диапазоне плотности энергий 5–13 Дж/см<sup>2</sup>. Значения порогов взрыва и пробоя хорошо согласуются с результатами, полученными ранее независимым методом [6].

Различия в зависимости  $P$  от  $E$  для разных размеров частиц (рис. 1) связаны с тем, что для малых капель ( $2 \alpha_{\text{и}} r < 1$ ,  $\alpha_{\text{и}}$  – объемный коэффициент поглощения) небольшого превышения плотности энергии над порогом взрыва достаточно для достижения величины степени испарения (количество жидкости, перешедшей в пар), близкой к максимальному значению, поскольку весь объем частицы прогреет до температуры взрывного вскипания. Следовательно, приращение плотности среды, которое связано с количеством жидкости, перешедшей в пар в результате взрыва, при дальнейшем увеличении закачанной в частицу энергии незначительно. В случае более крупных частиц (кривые 2, 3) рост амплитуды акустического сигнала при превышении порога взрыва тем больше, чем крупнее частица. Для энергий, незначительно превышающих порог взрыва, взрыв крупных ( $2 \alpha_{\text{и}} r \gg 1$ ) частиц происходит в узком поверхностном слое порядка длины поглощения лазерного излучения в объеме частицы. При увеличении энергии воздействия более глубокие слои жидкости прогреваются до температуры взрывного вскипания [7], поэтому степень испарения, а следовательно, и амплитуда акустического сигнала имеют постоянную подпитку за счет прогрева <холодной> части капли. Та же тенденция в зависимости  $P$  от  $E$  наблюдается и для слоя жидкости (кривая 4). Простейшие оценки толщины слоя, в котором достигается пороговое значение плотности энергии, проведенные по закону Бугера для  $\lambda = 10,6$  мкм,  $\alpha_{\text{и}} = 800$  см<sup>-1</sup>, показали, что толщина слоя достигает 49 мкм при  $E = 100$  Дж/см<sup>2</sup> (кривая 4), что соответствует полностью перегретому объему частицы с  $r = 95$  мкм.

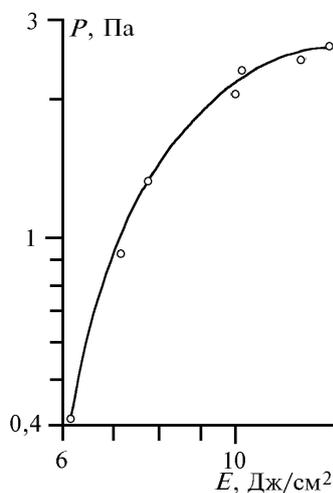


Рис. 2

Сравнение результатов, полученных при воздействии излучения с  $\lambda = 10,6$  мкм на частицы воды (рис. 1) и с  $\lambda = 0,53$  мкм на подкрашенные частицы (рис. 2), указывает, что уменьшение показателя поглощения с  $\kappa = 8,5 \cdot 10^{-2}$  до  $\kappa = 10^{-3}$  приводит не только к смещению зоны тепловыделения внутри частицы из освещенной полусферы в теневую [7], но и существенно уменьшает объем перегретой части капли, на что указывает значительная разница в амплитудах акустических сигналов. Полагая, что прирост давления в акустическом сигнале связан в основном с увеличением массы перегретой жидкости, можно оценить, что линейный размер

зоны тепловыделения пятидесятимикронных частиц с  $\kappa = 10^{-3}$  (рис. 2) примерно в 20 раз меньше, чем для таких же частиц воды (кривая 2, рис. 1) с  $\kappa = 8,5 \cdot 10^{-2}$ .

Таким образом, показано, что при взрывном режиме испарения одиночных аэрозольных частиц увеличение размера приводит к увеличению амплитуды акустического сигнала за счет увеличения испарившейся массы жидкости. С ростом воздействующей плотности энергии излучения разница амплитуд акустического отклика между крупными и мелкими частицами возрастает.

1. Жаров В. П., Летохов В. С. Лазерная оптико-акустическая спектроскопия. М.: Наука, 1984. 319 с.
2. Агеев Б. Г., Землянов А. А., Кабанов А. М., Пономарев Ю. Н. // Оптика атмосферы и океана. 1992. Т. 5. №2. С. 138–142.
3. Бочкарев Н. Н., Землянов А. А., Красненко Н. П. и др. // Письма в ЖТФ. 1988. Т. 14. №1. С. 25–29.
4. Жаров В. П., Негин А. Е., Симановский Я. О. // Квантовая электроника. 1989. Т. 16. №1. С. 98–99.
5. Бочкарев Н. Н., Гейнц Ю. Э., Землянов А. А., Кабанов А. М. // Оптика атмосферы. 1988. Т. 1. №10. С. 111–112.
6. Pinnick R. G., Biswas A., Armstrong R. L. // Appl. Opt. 1990. V. 29. №7. P. 918–925.
7. Пришивалко А. П. Оптические и тепловые поля внутри светорассеивающих частиц. Минск: Наука и техника, 1983. 189 с.

Институт оптики атмосферы  
СО РАН, Томск

Поступила в редакцию  
18 мая 1994 г.

R. L. Armstrong, A. A. Zemlyanov, A. M. Kabanov. **Experimental Study of the Acoustic Signal from Isolated Aerosol Particles in an Intense Light Field.**

In this paper we present the experimental investigations of the optoacoustic effect induced in isolated aerosol particles of different size with a pulsed laser radiation. Influence of the particle size on the amplitude of acoustic signal at particle's vaporization and explosion has been revealed in the experiment.