

Н.Н. Бочкарев, А.М. Кабанов, В.А. Погодаев

## Исследование динамики объема аэрозольных частиц, облучаемых лазерным импульсом, по временным характеристикам акустического отклика

*Институт оптики атмосферы СО РАН, г. Томск*

Поступила в редакцию 20.04.2000 г.

Представлены результаты экспериментального исследования временных характеристик акустического импульса, формируемого при различных режимах теплового взаимодействия мощных импульсов CO<sub>2</sub>-лазера с малыми объемами поглощающей жидкости. Установлена связь между формой генерируемого импульса давления с режимом взаимодействия лазерного излучения с веществом. Для интерпретации полученных зависимостей исследуемых характеристик от плотности лазерной энергии применена модель пульсирующей сферы. Проведено сравнение модельных расчетов с экспериментальными данными.

При взаимодействии мощного лазерного излучения ИК-диапазона с атмосферным аэрозолем реализуется широкий круг нелинейно-оптических эффектов, приводящих к трансформации свойств канала распространения. В частности, для жидкокапельного аэрозоля в качестве основных нелинейно-оптических эффектов известны процессы испарения, взрыва и оптического пробоя, реализующиеся в широком диапазоне энергий воздействующего излучения и существенно отличающиеся по влиянию на характеристики среды и лазерных пучков. Оперативная бесконтактная диагностика механизма взаимодействия мощного лазерного излучения с поглощающим веществом необходима при прогнозировании эффективности передачи лазерного излучения через атмосферу [1], а также для ряда иных задач [2].

С точки зрения разработки физических основ методов диагностики механизмов взаимодействия мощного лазерного излучения с поглощающим веществом процесс генерации акустического сигнала при фазовых переходах в малых объемах вещества наиболее привлекателен [1]. В отличие от термооптического режима формирования акустического отклика, в данном случае звуковой сигнал уверенно регистрируется в открытом пространстве как в лабораторных, так и в натуральных измерениях, без применения акустической изоляции облучаемого объекта и микрофона.

Исследование акустических сигналов, генерируемых аэрозольными частицами, изменяющими свои физические свойства под действием интенсивных оптических полей, позволило изучить процессы взрывного вскипания и разрушения этих частиц [3–5]. Показано, что при переходе от регулярного поверхностного испарения частиц к их объемному взрывному вскипанию и разрушению происходит смена режима формирования импульса избыточного давления, что приводит к изменению зависимости амплитуды акустического сигнала от плотности энергии воздействующего излучения. Установлено влияние микроструктуры аэрозоля на амплитудные характеристики акустического отклика [6], определены энергетические пороги взрывного разрушения аэрозольных частиц лазерным излучением и зависимости пороговых значений плотности энергии лазерного излучения от размера капель и скорости их радиационного нагрева [7].

В экспериментах [8] отмечалось, что при реализации каждого из перечисленных процессов взаимодействия лазерного излучения с веществом аэрозольных частиц форма генерируемого акустического импульса изменяется. В частности, было установлено уменьшение времени задержки регистрации акустического импульса  $t_s$  при увеличении плотности воздействующей энергии  $E$ , начиная с энергетического порога взрывного вскипания ( $E \sim 2$  Дж/см<sup>2</sup>).

Одной из основных характеристик процесса взрывного вскипания, влияющей на величину  $t_s$ , является так называемое время взрыва  $t_v$  – время от начала воздействия излучения на частицу до начала выброса пара с ее поверхности. Время взрыва складывается из времени нагрева вещества частицы до температуры взрывного вскипания, времени ожидания гомогенного появления паровых пузырьков в перегретой жидкости, времени их роста и выхода на поверхность, что приводит к разрушению всей частицы, в случае малых однородно поглощающих капель  $\alpha_n r_0 < 1$ , либо ее части в случае больших неоднородно поглощающих капель  $\alpha_n r_0 > 1$ . Здесь  $\alpha_n$  – объемный коэффициент поглощения вещества частицы для длины волны воздействующего излучения;  $r_0$  – радиус частицы. И в том и в другом случае начало выброса пароконденсата является началом формирования регистрируемого импульса давления. В [9] времена взрыва исследовались оптическим методом по изменению прозрачности аэрозольного слоя и сигналу светорассеяния. Было отмечено уменьшение  $t_v$  от 3 до 1 мкс при увеличении  $E$  от 2 до 10 Дж/см<sup>2</sup>. Эти результаты хорошо согласуются с экспериментальными данными, полученными другими авторами, выполненными по независимым методикам [10], а также с теоретическими расчетами [9].

Закрепленное в [8] уменьшение времени задержки  $t_s$  при увеличении значений  $E$  в тех же пределах, что и в работе [9], примерно на порядок больше величины  $t_v$  и не может быть объяснено изменением времени взрыва. Такое уменьшение может быть обусловлено еще двумя причинами: первая – значительный рост избыточного давления в области взаимодействия лазерного излучения с аэрозолем и, как следствие, рост нелинейных акустических эффектов: искажение профиля акустической волны, увеличение ско-

рости ударной волны на ранних стадиях ее возникновения; вторая – увеличение размеров области генерации акустического импульса за счет разлета продуктов взрыва аэрозольных частиц после воздействия лазерного излучения. Первой из указанных причин согласно условиям проведения измерений можно пренебречь, поскольку нелинейные эффекты в генерируемых акустических импульсах ничтожно малы. Соответствующая оценка показывает, что параметр  $N$  (число Хохлова) [11] принимает значения:

$$N = (\gamma + 1)(\rho_a/\rho)(\pi a/\lambda)^2 \ll 1, \quad (1)$$

где  $\gamma = 1,4$  – отношение теплоемкостей среды при постоянных давлении и объеме;  $\lambda$  – измеренная длина генерируемой звуковой волны;  $a$  – эффективный размер области формирования акустического импульса;  $\rho$  – плотность воздуха,  $\rho_a \sim \gamma P_a/c^2$  – возмущение плотности, а  $P_a$  – соответствующее звуковое давление в объеме генерации акустического импульса;  $c$  – скорость звука в воздухе. Очевидно, что возникшую акустическую волну можно считать линейной уже на ранних стадиях ее распространения от объема взаимодействия.

Таким образом, в качестве возможной причины, приводящей к уменьшению величины  $t_3$  с ростом плотности энергии лазерного излучения, следует считать изменение размера области формирования акустического импульса.

Цель настоящей работы состояла в получении количественных данных об изменении основных характеристик регистрируемого акустического отклика, генерируемого при испарительном и взрывном взаимодействиях лазерного излучения с малым объемом поглощающего вещества и установлении причины этих изменений.

В качестве воздействующего излучения использовалось излучение импульсного ТЕА  $\text{CO}_2$ -лазера с длиной волны 10,6 мкм, которое через фокусирующую линзу с фокусным расстоянием 0,12 м направлялось в область взаимодействия, где площадь поперечного сечения пучка составляла 4 мм<sup>2</sup>. Форма импульса излучения является типичной для  $\text{CO}_2$ -лазеров атмосферного давления. Энергия излучения воздействующего импульса составляла 3 Дж, а общая длительность  $3 \cdot 10^{-6}$  с. Длительность переднего фронта равнялась  $3 \cdot 10^{-8}$  с. Энергия излучения измерялась калориметром ИМО-2. В качестве облучаемого объекта использовалась струя воды диаметром 250 мкм. Объемный коэффициент поглощения для длины волны воздействующего излучения составлял  $\alpha_n = 800 \text{ см}^{-1}$ . Источником акустического возмущения в среде, исходя из геометрии эксперимента, являлся цилиндр диаметром 250 мкм и высотой 2 мм.

Для регистрации акустического сигнала использовался широкополосный конденсаторный микрофон диаметром 7 мм и прецизионный импульсный шумомер с полосой пропускания  $10^5$  Гц, максимальной амплитудой регистрации пиковых давлений 172 дБ и абсолютной погрешностью измерений 0,5 дБ. Акустическое возмущение измерялось в направлении, перпендикулярном плоскости, образуемой осью воздействующего оптического пучка и осью облучаемого цилиндра, на расстоянии 7,2 мм. Выбранная геометрия эксперимента показана на рис. 1 и обусловлена, во-первых, необходимостью устойчивой регистрации оптико-акустического импульса давления на фоне лабораторных шумов (не менее 68 дБ), во-вторых, требованиями к погрешности определения временной зависимости давления в акустической волне и временной задержки начала

приема акустического сигнала от начала воздействия лазерного импульса  $t_3$ .

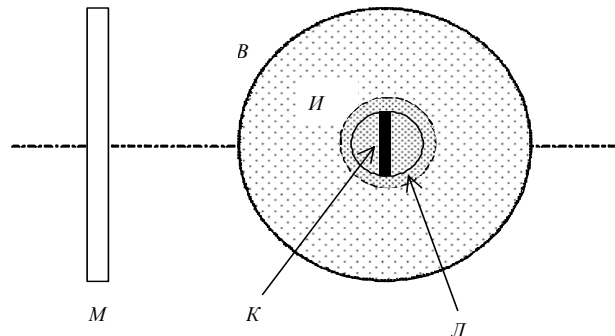


Рис. 1. Геометрия эксперимента:  $M$  – микрофон,  $K$  – водный цилиндр,  $L$  – лазерный пучок,  $II$  – эффективная область излучения при испарении,  $B$  – эффективная область излучения звука при взрыве

Для совмещения воздействующего лазерного пучка с облучаемым объектом в область взаимодействия вводился в качестве репера коллимированный пучок маломощного излучения He–Ne-лазера. Прием оптического сигнала на длине волны зондирующего излучения 0,63 мкм выполнял также функцию дополнительного контроля за временными характеристиками исследуемых процессов. Регистрация акустического и оптического каналов осуществлялась запоминающими осциллографами.

При исследовании параметров акустического отклика в различных режимах теплового взаимодействия лазерного излучения с поглощающим веществом регистрировались следующие характеристики: амплитуды и длительности положительной и отрицательной фаз акустического импульса  $P_+$ ,  $P_-$ ,  $t_+$ ,  $t_-$  соответственно; длительность переднего фронта положительной фазы  $t_\phi$ ; временная задержка начала регистрации акустического сигнала  $t_3$ , определяемая расстоянием от объема формирования импульса давления до мембраны микрофона и скоростью звука в среде.

Относительная изменчивость временных параметров акустического отклика от плотности лазерной энергии  $E$  представлена на рис. 2. В качестве величин  $t_0$  использованы соответствующие значения временных параметров импульса давления при  $E = 0,14 \text{ Дж/см}^2$ . При значениях  $E < 0,14 \text{ Дж/см}^2$  регистрирующая аппаратура не позволяла уверенно фиксировать измеряемые параметры акустического импульса.

Из рис. 2 следует, что при тепловом и испарительном механизмах формирования акустического сигнала величина  $t_3$  не изменяется и соответствует времени распространения импульса давления от источника до приемника со звуковой скоростью. При переходе к взрывному вскипанию облучаемого объема величина  $t_3$  резко сокращается, что говорит об изменении механизма формирования акустического сигнала. При смене режимов взаимодействия наблюдаются существенные изменения формы сигнала. Изменяются соотношения между общей длительностью фазы сжатия и ее передним фронтом. Поскольку при возбуждении объема взаимодействия коротким лазерным импульсом форма переднего фронта акустического импульса должна повторять распределение термооптических источников [12], то значительное уменьшение величины  $t_3$  и увеличение  $t_\phi$  свидетельствуют о том, что размеры области гене-

рации звука, которая заполнена фрагментами взрыва капля, существенно увеличиваются при  $E > 2 \text{ Дж/см}^2$ .

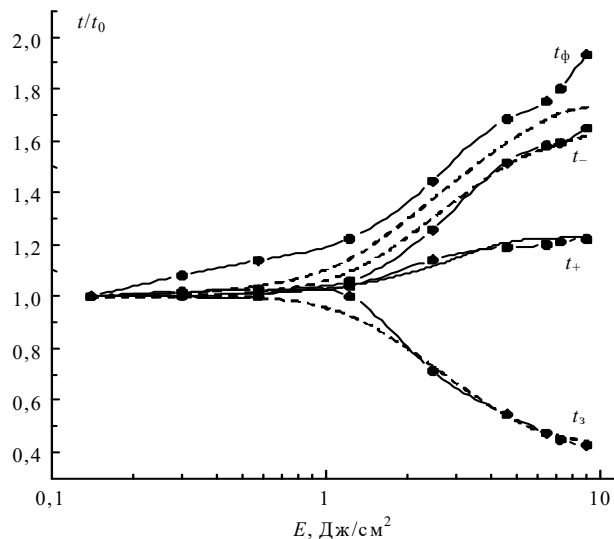


Рис. 2. Относительные изменения временных параметров акустического отклика в зависимости от плотности энергии лазерного излучения: эксперимент – сплошные кривые, теория – пунктирные кривые

Полученная в экспериментах зависимость пикового акустического давления  $P_+$  в принимаемом сигнале от плотности энергии воздействующего излучения  $E$  показана на рис. 3 и близка к полученным ранее в [4–6].

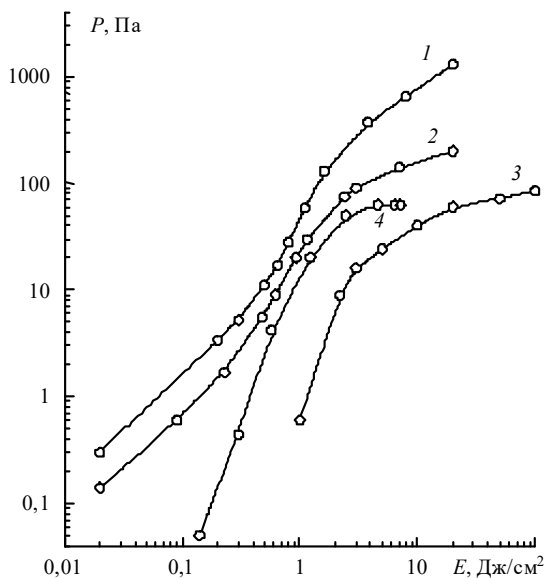


Рис. 3. Зависимость акустического давления от плотности энергии лазерного излучения при оптико-акустическом эффекте в водных аэрозолях: 1 – полидисперсный аэрозоль, 2 – монодисперсный аэрозоль радиусом 2,7 мкм, 3 – водная капля радиусом 15 мкм, 4 – водный цилиндр

Смена хода зависимости в области  $E \sim 2 \text{ Дж/см}^2$  соответствует достижению порога взрывного вскипания. На рис. 3 приводятся соответствующие данные для монодисперсного, полидисперсного аэрозолей и отдельной водной

капли [9], подвергнутые масштабированию в соответствии с геометрией эксперимента (см. рис. 1). Видно, что при  $E < 1 \text{ Дж/см}^2$  ход измеренной зависимости  $P_+(E)$  близок к измеренной на отдельной водной капле ( $P \sim E^4$ ), а при  $E > 1 \text{ Дж/см}^2$  ( $P \sim E^2$ ) – хорошо согласуется с зависимостью, полученной для монодисперсного аэрозоля. Исходя из данных, представленных на рис. 3, можно сделать вывод о том, что в экспериментах с исследуемым объемом жидкости при  $0,14 \text{ Дж/см}^2 < E < 2 \text{ Дж/см}^2$  устойчиво наблюдается испарительный механизм генерации звука.

Измеренная зависимость пикового акустического давления в фазе разрежения  $P_-$  оказалась аналогичной представленной на рис. 3 для всех значений плотности энергии взаимодействия. Отношение между  $P_+$  и  $P_-$  сохраняется неизменным для всех режимов взаимодействия, поэтому не может служить источником информации при их определении.

Исходя из предположения об изменении размера области формирования акустического импульса, проводилось численное моделирование процесса формирования регистрируемого акустического отклика. Для импульса воздействующего лазерного излучения конечной длительности регистрируемый акустический сигнал представляет собой свертку возникающего акустического сигнала с расчетной переходной характеристикой пространственных условий регистрации сигналов. При этом переходная характеристика регистрирующего оборудования не учитывалась, так как ее влияние ничтожно мало в исследуемом диапазоне частот. В соответствии с рис. 1 и в допущении, что область возникновения акустического сигнала представляет собой сферу, дифракционные искажения регистрируемого акустического отклика учитывались на основе решения задачи об импульсном излучении сферы [13] (область возникновения акустического сигнала) на поршневую диафрагму (мембрану микрофона). При этом колебания поверхности сферы аппроксимировались функцией вида

$$f(t) = (nt/t_a)^n \exp(-nt/t_a) \sin(\pi t/t_a), \quad (2)$$

где  $t_a$  – длительность акустического импульса;  $n = 3+3,8$  – эмпирическая константа.

Поскольку область генерации акустического импульса имеет существенное отличие по теплофизическим характеристикам от окружающего пространства, было сделано предположение о тождественности этой области как излучателя звука известной в акустике модели пульсирующей сферы (излучатель нулевого порядка) радиуса  $a$ , совершающей колебания с частотой  $\omega$  и создающей звуковое давление [13]:

$$P = \xi \rho c (a/x)^2 (ikx/(1+iX)) \exp i(X + \omega t - kx), \quad (3)$$

где  $X = ka$ ,  $k = 2\pi/\lambda$ ;  $\omega = kc$ ;  $\xi$  – скорость поверхности сферы;  $x$  – координата. Соотношение (3), в частности, показывает, что эффективность передачи энергии сферой при  $ka < 1$  стремится к чисто мнимой величине и значительно снижается. Следовательно, для импульса вида (2) эффективно излучаемая длина волны будет связана с размером сферы соотношением  $\lambda < \pi a$ .

В рамках изложенных допущений проведено численное моделирование временной зависимости акустического давления в волне, генерируемой в различных режимах взаимодействия лазерного излучения с поглощающим веществом. Результат моделирования представлен на рис. 2 пунктирными кривыми.

Сравнение данных модельных расчетов и результатов проведенных экспериментов позволило сделать следующие выводы.

В испарительном режиме временная задержка соответствует движению фронта акустической волны от области возбуждения до приемника со скоростью звука, а форма фронта импульса сжатия соответствует области генерации акустического импульса с эффективным размером  $a = 1,3$  мм. Соответствующее условие оптимальности [13] излучения сферой  $\lambda < pa$  дает близкое значение, равное  $a = 1,5$  мм.

После взрыва облучаемого объема конденсированные фрагменты разлетаются на различные расстояния и заполняют область радиусом  $a \sim 3,4$  мм, а расстояние фиксации импульса давления уменьшается до величины порядка 3,8 мм. Длительность переднего фронта увеличивается до 7 мкс, что по условию оптимальности излучения пульсирующей сферы соответствует  $a = 3$  мм. Заметное расхождение в значениях модельных расчетов и экспериментальных данных для длительности переднего фронта импульса можно объяснить неравномерностью заполнения продуктами взрыва области генерации звука.

Таким образом, переход от регулярного испарения к взрывному вскипанию отмечен резким увеличением размера области генерации акустического отклика, что объясняется сверхзвуковым разлетом продуктов взрыва и заполнением ими эффективного объема, как показано на рис. 1.

Зависимость амплитуды импульса давления от плотности энергии лазерного излучения в режиме регулярного испарения близка к квадратичной, что отмечалось в проведенных авторами ранее измерениях с водным аэрозолем различной микроструктуры.

На основании проведенных модельных экспериментов можно сделать вывод о том, что форма акустического сигнала, формируемого при тепловом взаимодействии ла-

зерного излучения с малым объемом поглощающего вещества, определяется режимом взаимодействия и существенно от него зависит. Полученные количественные данные амплитудных и временных зависимостей акустического давления позволяют, по их совокупности, проводить идентификацию режима взаимодействия лазерного излучения с поглощающим веществом.

1. Бочкарев Н.Н., Гейнц Ю.Э., Землянов А.А., Кабанов А.М., Погодаев В.А. // Оптика атмосферы и океана. 1998. Т. 11. № 7. С. 700–707.
2. Мельченко С.В., Мельченко Е.Д., Макогон М.М. и др. // Квантовая электроника. 1997. Т. 24. № 10. С. 952–954.
3. Zemlyanov A.A., Geints Yu.E., Kabanov A.M., Armstrong R.L. // Appl. Optics. 1996. V. 35. № 30. P. 6062–6068.
4. Бочкарев Н.Н., Землянов А.А., Кабанов А.М. Акустический отклик взрывного вскипания аэрозольных частиц при воздействии импульсным лазерным излучением. Томск. 1993. 16 с. Деп. в ВИНТИ. 29.11.93. № 28-89-В93.
5. Армстронг Р.Л., Землянов А.А., Кабанов А.М. // Оптика атмосферы и океана. 1994. Т. 7. № 9. С. 1236–1240.
6. Бочкарев Н.Н., Гейнц Ю.Э., Землянов А.А., Кабанов А.М. // Оптика атмосферы. 1988. Т. 1. № 10. С. 111–112.
7. Землянов А.А., Кабанов А.М. // II Межреспубликанский симпозиум «Оптика атмосферы и океана» (Тезисы докладов). Томск, 1995. С. 171–172.
8. Бочкарев Н.Н., Кабанов А.М., Погодаев В.А. // Оптика атмосферы и океана. 1994. Т. 7. № 9. С. 1233–1235.
9. Гейнц Ю.Э., Землянов А.А., Зув В.Е., Кабанов А.М., Погодаев В.А. Нелинейная оптика атмосферного аэрозоля. Новосибирск: Изд-во СО РАН, 1999. 260 с.
10. Park Vac. Sig., Biswas A., Armstrong P. et. al. // Opt. Lett. 1990. V. 15. N 4. P. 206–208.
11. Бахвалов Н.С., Жилейкин Я.М., Заболотская Е.Л. Нелинейная теория звуковых пучков. М.: Наука, 1982. 172 с.
12. Гусев В.Э., Карабутов А.А. Лазерная оптоакустика. М.: Наука, 1991. 304 с.
13. Хаясака Т. Электроакустика. М.: Мир, 1982. 246 с.

*N.N. Bochkarev, A.M. Kabanov, V.A. Pogodaev. Influence of dynamics of aerosol particles volume exposed to laser radiation, on temporary characteristics of acoustic response.*

The results of experimental research of time characteristics of an acoustic pulse formed at various regimes of thermal interaction of the high-power pulses of CO<sub>2</sub>-laser with small volumes of an absorbing liquid are submitted. A connection between the form of the generated pressure pulse and regimes of laser radiation interaction with a substance is established. The model of pulsing sphere is applied to interpretation of the received dependence of the researched characteristics on the density of laser energy. The comparison of model accounts with experimental data is carried out.