ВРЕМЕННЫЕ, СПЕКТРАЛЬНЫЕ И ЭНЕРГЕТИЧЕСКИЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ АКУСТИЧЕСКИХ ИМПУЛЬСОВ, ГЕНЕРИРУЕМЫХ ПРИ ЛАЗЕРНОМ ПРОБОЕ НА ТВЕРДОЙ АЭРОЗОЛЬНОЙ ЧАСТИЦЕ

Шаманаева Л.Г.[1,2], Потекаев А.И.[2,3], Красненко Н.П.[4,5]

[1]Институт оптики атмосферы им. В.Е. Зуева СО РАН, г. Томск, Россия

[2]Томский государственный университет, г. Томск, Россия

[3]Томский научный центр СО РАН, г. Томск, Россия

[4]Институт мониторинга климатических и экологических систем СО РАН, г. Томск, Россия

[5]Томский государственный университет систем управления и радиоэлектроники, г. Томск, Россия

e-mail: sima@iao.ru, potekayev51@mail.ru, krasnenko@imces.ru

Систематизированы результаты исследований временных, спектральных, и энергетических характеристик акустических импульсов, генерируемых при пробое на твердой аэрозольной частице под действием импульсного лазерного излучения. Показано, что излучаемый импульс имеет форму ударной N-волны, причем с увеличением размеров твердой аэрозольной частицы, амплитуда ее отрицательного полупериода уменьшается, а длительность импульса по половине амплитуды растет по сравнению с положительным полупериодом. При плотности лазерной энергии Q_L более 10 Дж/см^2, акустическая энергия W_{ac} растет с увеличением Q_L по экспоненте. Рост W_{ac} замедляется пороговым характером инициирования и развития лазерной искры.

Экспериментальные и теоретические исследования оптико-акустических эффектов при лазерном пробое в атмосфере проводятся в Институте оптики атмосферы СО РАН с 1979 г. [1], их результаты обобщены в [2–4]. За рубежом основное внимание сосредоточено на создании лазерно-плазменных источников звука в воздухе [5–8], что связано не только с их традиционным применением, но и с исследованием их характеристик. В данном докладе представлены результаты исследований временных, спектральных и энергетических характеристик акустических импульсов, генерируемых при пробое на твердой аэрозольной частице под действием мощного импульсного лазерного излучения.

Временная зависимость избыточного акустического давления, создаваемого плазменным очагом, рассмотрена нами в [9, 10] в приближении сферической симметрии задачи $\frac{\partial^2}{c^2\partial t^2}(r\varphi) = \frac{\partial^2}{\partial r^2}(r\varphi)$. Здесь φ – потенциал скорости, зависящий от расстояния до точки

наблюдения r и времени t и связанный с компонентами скорости звуковой волны $u_i\ (i=1,2,3)$ и атмосферным давлением P соотношениями $u_i = \frac{\partial \varphi}{\partial x_i}$, $P = -\rho \frac{\partial \varphi}{\partial t}$, где c – скорость звука.

Звуковое давление в начальный момент времени равно p_0 при $r < r_p$, где r_p – радиус области высокого давления (плазменного очага), и равно нулю при $r > r_p$. Решение уравнения для звукового давления в точке наблюдения при заданных начальных условиях имеет вид [2]:

$$p = -\frac{p_0}{2r}\left[(ct - r)H\left(t - \frac{r - r_p}{c}\right) - (ct - r)H\left(t - \frac{r + r_p}{c}\right)\right], \quad (1)$$

где $H(t)$ – ступенчатая функция. Для $r > r_p$ звуковое давление равно нулю до $t_1 = (r - r_p)/c$, когда в точку наблюдения приходит первая волна из области сжатия, и после $t_2 = (r + r_p)/c$. При $(r - r_p)/c < t < (r + r_p)/c$, звуковое давление линейно уменьшается со временем:

$$p(t) = \begin{cases} 0, & t < t_1, \\ \dfrac{p_0(r - ct)}{2r}, & t_1 \le t \le t_2, \\ 0, & t > t_2. \end{cases} \quad (2)$$

Таким образом, при оптическом пробое на твердой аэрозольной частице излучается звуковой импульс, имеющий форму N-волны. Энергетический спектр такого импульса

$$S(\omega) = \left|\int_{-\infty}^{\infty} p(t)\, e^{-i\omega t} dt\right| = \frac{p_0^2}{r^2\omega^2}\left|\frac{c^2}{\omega^2}\sin^2\frac{\omega r_p}{c} + \frac{i r_p^2}{c^2}\cos^2\frac{\omega r_p}{c}\right|^2. \quad (3)$$

Вторым слагаемым в (5) можно пренебречь, так как всегда $c/\omega >> 2p/r$. Окончательно имеем:

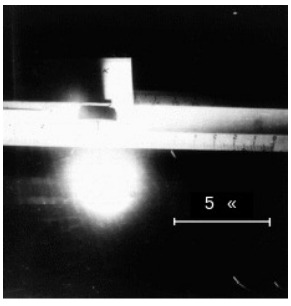
$$S(\omega) = \frac{p_0^2 c^2}{r^2\omega^4}\sin^2\frac{\omega r_p}{c}. \quad (4)$$

Спектр такого сигнала имеет максимум на круговой частоте ω_{max}, для которой $\sin\frac{\omega_{max} r_p}{c} = 1$, то есть, частота максимума равна $f_{max} = \omega_{max}/2\pi = c/4r_p = 1/2\tau_{ac} = 1/4\tau_+$, где $\tau_{ac} = 2r_p/c$ – длительность акустического импульса, инициируемого единичным очагом пробоя, а τ_+ – длительность его положительного полупериода. Следовательно, спектр такого импульса имеет максимум на частоте, определяемой длительностью звукового импульса и длительностью его положительного полупериода.

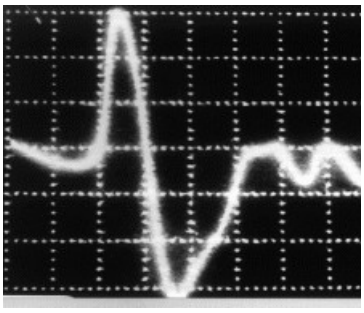
Выделяемую локальным очагом пробоя на твердой аэрозольной частице акустическую энергию можно оценить, рассматривая ее как механическую работу создания плазменного образования, совершаемую при его расширении против силы атмосферного давления $(\gamma - 1) W_{ac} = - PdV$, где γ – показатель адиабаты, dV – полное приращение объема плазменной неоднородности $dV = \frac{4}{3}\pi\left(a^3 - r_p^3\right)$. Здесь a – начальный радиус твердой частицы аэрозоля, поглощающей лазерное излучение. Поскольку $r_p >> a$, с учетом уравнения состояния идеального газа следует $W_{ac} = \frac{4}{3}\pi k_B N r_p^3 m / (\gamma - 1),$ где k_B – постоянная Больцмана, N – концентрация молекул, T – температура воздуха.

Экспериментальные исследования характеристик звукового сигнала в лабораторных условиях выполнялись в ИОА СО РАН. Пробой создавался фокусировкой излучение неодимового лазера ГОС 1001 (λ = 1.06 мкм, $E_{L\,max}$ = 1 кДж, τ_L = 1 мс) короткофокусной линзой на расстояние 25–50 см. В фокусе помещалась частица аэрозоля, инициирующая плазменный очаг. Акустический сигнал принимался микрофоном, помещенным на расстоянии 15 см от частицы под каустикой лазерного пучка. Сигнал с усилительного выхода микрофона подавался на АЦП с частотой дискретизации 1 МГц, осциллограф и спектроанализатор Robotron параллельного действия.

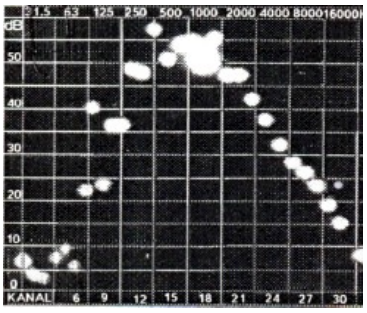
На рисунке 1*а* представлена фотография плазменного очага при лазерном пробое на частице SiO_2 размером 400 мкм. Радиус сферического плазменного образования составил 1,9 см. Рисунок 1*б* показывает временную развертку акустического сигнала, генерируемого этим плазменным очагом. Здесь цена деления шкалы по оси абсцисс 50 мкс, а по оси ординат – 1 В. Рисунок 1*в* иллюстрирует инструментальный спектр акустического сигнала этого плазменного образования. По оси ординат отложено звуковое давление, в дБ, относительно уровня $2 \cdot 10^{-5}$ Па, а по оси абсцисс – 1/3 октавные частотные интервалы.



а



б



в

Рисунок 1 – Фотография плазменного очага при лазерном пробое на частице SiO_2 размером 400 мкм (*а*), осциллограмма (*б*) и спектрограмма (*в*) его акустического сигнала

На рисунке 2 приведены средние по серии из 24 измерений оценки акустической энергии в зависимости от плотности Q_L лазерной энергии в области каустики. Из рисунка видно**,** что при плотности энергии Q_L более 10 Дж/см^2, акустическая энергия W_{ac} растет с увеличением Q_L по экспоненте. Рост W_{ac} замедляется пороговым характером инициирования и развития лазерной искры. Проведенные исследования показали, что минимальный размер плазменных очагов при $Q_L \sim 10$ Дж/см^2 в области каустики был равен 0,1 мм, максимальный – 1 мм. Следовательно, $3{,}8 \cdot 10^{-7}$ Дж $\leq W_{ак} \leq 4{,}07 \cdot 10^{-4}$ Дж, что согласуется с экспериментальными результатами (рис. 2).

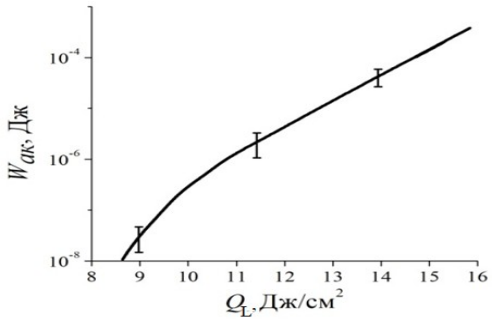


Рисунок 2 – Средняя акустическая энергия очага пробоя в зависимости от плотности лазерной энергии. Вертикальными отрезками указан разброс экспериментальных результатов

Таким образом, показано, что излучаемый импульс имеет форму ударной N-волны, причем с увеличением размеров твердой аэрозольной частицы амплитуда ее отрицательного полупериода уменьшается, а длительность импульса по половине амплитуды растет по сравнению с положительным полупериодом. При плотности лазерной энергии Q_L более 10 Дж/см^2 акустическая энергия W_{ac} растет с увеличением Q_L по экспоненте. Рост W_{ac} замедляется пороговым характером инициирования и развития лазерной искры.

Работа выполнена в рамках государственных задании ИОА СО РАН и ИМКЭС СО РАН.

1. Зондирование физико-химических параметров атмосферы с использованием мощных лазеров (Сборник научных статей) / Под ред. В.Е. Зуева. Томск: Институт оптики атмосферы СО РАН, 1979. 221 с.

2. *Копытин Ю.Д., Протасевич Е.Т., Чистякова Л.К., Шишковский В.И.* Воздействие лазерного и ВЧ-излучений на воздушную среду. Новосибирск: Наука, 1992. 189 с.

3. Оптический разряд в аэрозолях / Ред. В.Е. Зуев. Новосибирск: Наука, Сибирское отделение, 1990. 157 с.

4. *Бочкарев Н.Н.* Прикладная атмосферная оптоакустика мощных лазерных пучков. Томск: Изд-во Томского государственного архитектурно-строительного университета. 2008. 318 с.

5. *Hosoya, N., Nogata, M., Kajiwara, I., et al.* Acoustic testing in a very small space based on a point sound source generated by laser-induced breakdown: Stabilization of plasma formation // J. Sound Vibr. 2013. V. 332. P. 4572–4583.

6. *Kaleris, K., Orphanos, Y., Bakarezos, M., et al.* Experimental and analytical evaluation of the acoustic radiation of femtosecond laser plasma filament sound sources in air // J. Acoust. Soc. Amer. 2019. P. EL212–EL218.

7. *Qin, Q., Attenborough, K.* Characteristics and application of laser-generated acoustic shock waves in air // Appl. Acoust. 2004. V. 65. № 4. P. 325–340.

8. *Kaleris, K., Orphanos, Y., Petrakis, S., et al*. Laser-plasma sound sources in atmospheric air: A systematic experimental study // J. Sound Vibr. 2024. V. 570. № 3. Article 118000.

9. *Шаманаев С.В., Шаманаева Л.Г.* Анализ спектров акустических сигналов, генерируемых при распространении мощного импульсного лазерного излучения в атмосфере. 1. Спектры локальных плазменных очагов // Известия вузов. Физика. 2005. № 11. С. 74–80.

10. *Красненко Н.П., Шаманаев С.В., Шаманаева Л.Г.* Генерация звука в атмосфере под действием мощных мили- и микросекундных лазерных импульсов // Известия вузов. Физика. 2009. Т. 52. № 9. С. 51–62.

11. *Джефрис Г., Свирлс Б.* Методы математической физики. Москва: Мир, 1970. 344 с.