

## АКУСТИЧЕСКИЙ ОТКЛИК АЭРОЗОЛЬНОЙ СРЕДЫ ПРИ ИМПУЛЬСНОМ ОПТИЧЕСКОМ ВОЗДЕЙСТВИИ

Н.Н. Б о ч к а р е в, А.А. З е м л я н о в,  
Н.П. К р а с н е н к о, В.А. П о г о д а е в,  
А.Е. Р о ж д е с т в е н с к и й

Оптико-акустический способ является перспективным в диагностике аэрозолей и позволяет по акустическому отклику осуществить прямое измерение поглощения лазерного излучения аэрозолем [1].

Целью настоящей работы является исследование генерации звука в условиях фазовых переходов частиц водного квазимонодисперсного аэрозоля при воздействии импульсного излучения  $\text{CO}_2$  лазера, когда реализуются испарительный и взрывной режимы возбуждения звука. Данные режимы (в отличие от теплового) характеризуются достаточно высоким коэффициентом преобразования падающей лазерной энергии в энергию акустическую [2], что позволяет регистрировать акустический отклик непосредственно в свободном пространстве.

Для формирования воздействующего излучения использовался импульсный ТЕА  $\text{CO}_2$  лазер атмосферного давления с энергией  $\sim 5$  Дж и импульсом длительностью  $\sim 3$  мкс, имевшим характерную для подобных лазеров форму. Воздействующее излучение после полупрозрачных делителей фокусировалось сферическим зеркалом и контролировалось измерителем энергии. С помощью форсунки в область каустики воздействующего излучения подводилась струя модельного аэрозоля, создаваемого ультразвуковым генератором аэрозольных частиц. Радиус капель составлял  $\sim 2.7$  мкм, а их концентрация измерялась оптическим способом. Область взаимодействия лазерного излучения с аэрозолем представляла собой объем кубической формы со стороной 4 мм.

Акустическое давление измерялось на расстоянии 5 см от центра объема взаимодействия с использованием широкополосных микрофонов и прецизионных импульсных шумомеров с полосой пропускания  $20\text{--}10^5$  Гц и абсолютной погрешностью измерения  $\pm 0.5$  дБ.

Измерения с помощью двух микрофонов показали, что объем взаимодействия является изотопным излучателем звука, генерирующим акустический импульс с ярко выраженной начальной фазой сжатия и последующей фазой разрежения. Длительность фазы сжатия соответствует времени пробега звука через поперечный размер зоны энерговыделения. Расчет полной акустической энергии проводился по формуле

$$W_{\text{ак}} = \frac{4 \cdot \pi \cdot d^2 \cdot \rho_{\text{л}}^2 \cdot \tau}{\rho_{\text{в}} \cdot c},$$

где  $d$  — расстояние от микрофона до центра объема взаимодействия,  $c$  — скорость звука,  $\rho_{\text{в}}$  — плотность воздуха,  $\rho_{\text{л}}$  — регистрируемое

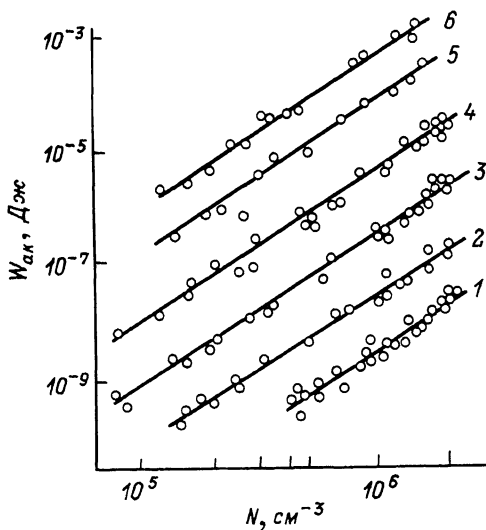


Рис. 1. Зависимость генерируемой акустической энергии от концентрации аэрозольных частиц для различных значений плотности лазерной энергии: 1 -  $9.3 \cdot 10^{-2}$ , 2 - 0.23, 3 - 0.47, 4 - 0.93, 5 - 3.1, 6 - 18 Дж·см<sup>-2</sup>.

пиковое значение акустического давления,  $\bar{\tau}$  - суммарная длительность фаз сжатия и разрежения, составлявшая  $\sim 25$  мкс.

На рисунках точками приведены полученные из экспериментов зависимости величины генерируемой акустической энергии  $W_{ак}$  от концентрации аэрозоля  $N$  (рис. 1) и от плотности лазерной энергии  $E_n$  (рис. 2). Прямые на рис. 1 нанесены с использованием метода наименьших квадратов. Смена хода зависимостей рис. 2 соответствует порогу взрывного вскипания частиц аэрозоля ( $E_{вз} \approx 2$  Дж·см<sup>-2</sup>) [3].

Интерпретация экспериментальных данных осуществлялась на основе представления акустического сигнала  $N$  - волной [4]. Энергия  $N$  - волны выражается как

$$W_N = \frac{V_0 \cdot P^2}{\rho_b \cdot c^2},$$

где  $V_0$  - объем взаимодействия,  $P$  - избыточное давление внутри зоны энерговыделения. Поскольку для условий опыта длительность лазерного импульса много меньше времени пробега звука через поперечник объема взаимодействия, то величина  $P$  определяется полной массой жидкости, испаренной к концу лазерного импульса

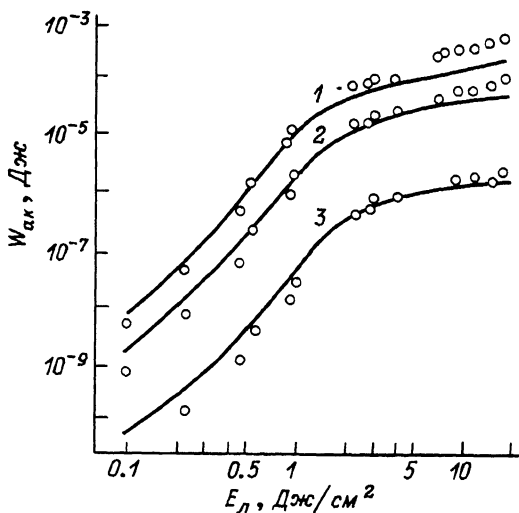


Рис. 2. Зависимость генерируемой акустической энергии от плотности лазерной энергии для различных значений концентрации аэрозольных частиц: 1 -  $1.2 \cdot 10^6$ , 2 -  $6 \cdot 10^5$ , 3 -  $1.2 \cdot 10^5$   $\text{см}^{-3}$ .

и приращением температуры воздуха за счет его нагрева горячими каплями и паром. Избыточное давление  $P$  находится из уравнения состояния двухкомпонентной смеси воздух-пар:

$$P = R_b \cdot \rho_b \cdot (T - T_0) + R_n \cdot X \cdot \rho_0 \cdot T,$$

где  $T$ ,  $T_0$  - конечная и начальная температуры среды,  $R_b$ ,  $R_n$  - газовые постоянные воздуха и пара,  $X$  - степень испарения капель к концу лазерного импульса,  $\rho_0$  - начальная водность аэрозоля.

Для получения информации о ходе зависимостей  $T$  и  $X$  от величины  $E_l$  была решена соответствующая задача об испарении капель монодисперсного водного аэрозоля в поле импульса  $\text{CO}_2$  лазера. Данная задача решалась как численно, так и на основе приближенных соотношений. Результаты численных расчетов дают хорошее совпадение с экспериментальными данными. Приближенные расчеты указали на качественное совпадение соответствующих зависимостей. Последнее обстоятельство позволило подкорректировать приближенные решения в соответствии с экспериментом и получить аппроксимационные соотношения для зависимостей  $P$  от  $E_l$ . Основой приближенных зависимостей являются соотношения для приращения температуры в среде, а также представление регулярных режимов испарения капель до и после взрыва стационарным приближением [3].

При дозвзрывном режиме испарения ( $E_1 < E_{B3}$ ) используется линеаризация:

$$\Delta T = \left( \frac{d\rho_n^H}{dT} \right)^{-1} \cdot \chi \cdot q_0,$$

где  $\rho_n^H$  – плотность насыщенного пара. Если происходит взрыв капель ( $E_1 \geq E_{B3}$ ), то приращение температуры необходимо определять из анализа теплозапаса продуктов взрыва (вторичные капли-пар):

$$\Delta T = \frac{(C_p^n \cdot \chi + C_p^L \cdot (1-\chi)) \cdot q_0 \cdot T_{V0} + C_p^B \cdot \rho_B \cdot T_0}{(C_p^n \cdot \chi + C_p^L \cdot (1-\chi)) \cdot q_0 + C_p^B \cdot \rho_B} - T_0.$$

Здесь  $C_p^L, C_p^n, C_p^B$  – удельная изобарная теплоемкость жидкости, пара и воздуха, соответственно;  $T_{V0}$  – температура пара после взрыва. Для водности аэрозоля до взрыва капель предполагается выполнение закона  $q = q_0 \cdot \exp(-\beta \cdot E_1)$ , где  $\beta$  – фактор, характеризующий эффективность испарения капель [3]. После взрыва водность подчиняется уже другому соотношению  $q = q_0 \cdot \exp(-\beta \cdot E_{B3}) \cdot (1-\chi_{B3}) \cdot \exp(-\beta_1 \cdot (E_1 - E_{B3}))$ , где  $\chi_{B3}$  – степень испарения при взрыве капель,  $\beta_1$  – энергетический параметр эффективности испарения капель-продуктов разрушения исходных частиц. Всегда  $\beta \geq \beta_1$ , поскольку после взрыва каждая капля разрушается на множество мелких фрагментов, поверхностное испарение которых из-за малости их размеров будет происходить в менее выгодных энергетических условиях, чем испарение первоначальной капли. Таким образом, для степени испарения  $\chi = 1 - q/q_0$  аэрозоля получим:

$$\chi = 1 - \exp(-\beta \cdot E_1), \quad E_1 < E_{B3},$$

$$\chi = 1 - \exp(-\beta \cdot E_{B3}) \cdot (1 - \chi_{B3}) \cdot \exp(-\beta_1 \cdot (E_1 - E_{B3})), \quad E_1 \geq E_{B3}.$$

В обсуждаемой схеме построения аппроксимационных соотношений параметры  $\beta, \chi_{B3}, \beta_1$  являются параметрами подгонки приближенного решения под точное, либо под экспериментальную зависимость. Приближенное решение удовлетворительно описывает экспериментальные данные при  $\beta = 0.05 \text{ Дж}^{-1} \cdot \text{см}^2$ ,  $\beta_1 = 0.07 \text{ Дж}^{-1} \cdot \text{см}^2$ ,  $\chi_{B3} = 0.1 + 0.017 \cdot (E_1 - E_{B3})$ , а результаты расчетов нанесены на рис.2 сплошными кривыми.

## Л и т е р а т у р а

- [1] Ж а р о в В.П., Л е т о х о в В.С. Лазерная оптико-акустическая спектроскопия. М.: Наука, 1984, 320 с.
- [2] Л я м ш е в Л.М. – УФН, 1981, т. 135, в. 4, с. 637–669.
- [3] З у е в В.Е., З е м л я н о в А.А., К у з и к о в с к и й А.В. Мощное лазерное излучение в атмосферном аэрозоле. Новосибирск: Наука, 1984, 233 с.

[4] Л а н д а у Л.Д., Л и ф ш и ц Е.М. Механика сплошных сред. М.: Гостехиздат, 1954.

Институт оптики атмосферы  
СО АН СССР, Томск

Поступило в Редакцию  
26 июня 1987 г.

Письма в ЖТФ, том 14, вып. 1

12 января 1988 г.

### ОПРЕДЕЛЕНИЕ ПАРАМЕТРОВ РЕШЕТКИ МОНОКРИСТАЛЛОВ МЕТОДОМ БОНДА В УСЛОВИЯХ ЭКСТРЕМАЛЬНОЙ ( $\theta \approx \pi/2$ ) ДИФРАКЦИИ

Ю.П. С т е ц к о, С.А. К ш е в е ц к и й,  
И.П. М и х а й л ю к

Точность рентгенографического определения параметров кристаллической решетки методом Бонда возрастает по мере увеличения угла дифракции  $\theta$ . Это связано с возрастанием чувствительности углового положения кривых отражения к изменению межплоскостного расстояния  $d$ , как и к изменению длины волны  $\lambda$  падающего излучения

$$\Delta\theta = \operatorname{tg}\theta(\Delta\lambda/\lambda - \Delta d/d). \quad (1)$$

Предельно возможная чувствительность углового положения, а также формы кривых отражения достигается в области углов  $\theta \approx \pi/2$  [1-3]. Однако при подходе к указанной области возникают экспериментальные трудности, связанные с необходимостью разделить пространственно практически совпадающие падающий на кристалл и отраженный от него пучки.

Такое разделение осуществлено в разработанной нами рентгенооптической схеме эксперимента, представленной на рис. 1. На примере монокристалла  $\text{Ge}$  с использованием  $\text{CoK}\alpha_1$  излучения удалось экспериментально подтвердить указанную чувствительность и апробировать метод Бонда в условиях экстремальной ( $\theta \approx \pi/2$ ) дифракции.

Высокая спектральная чувствительность оказывает и отрицательное влияние на точность определения параметров решетки, связанное с существенным уширением кривых отражения за счет дисперсии. Поэтому для уменьшения влияния этого фактора осуществлялась предварительная монохроматизация падающего на исследуемый кристалл излучения.

Рентгенооптическая схема эксперимента реализована на установке ДРОН-2. С помощью кристаллов 3 и 5 достигалась монохроматизация ( $\approx 8.2 \cdot 10^{-5} \text{ \AA}$ ) и коллимация ( $\approx 15.4$  угл. сек.) первичного пучка. Для разделения падающего на исследуемый кристалл 6- $\text{Ge}$  (620) и отраженного от него пучков использовалась тонкая