

Н.Н. Бочкарев, Ю.Э. Гейнц, А.А. Землянов, А.М. Кабанов, Н.П. Красненко

РЕЖИМЫ ГЕНЕРАЦИИ ЗВУКА ЖИДКОКАПЕЛЬНЫМ АЭРОЗОЛЕМ РАЗЛИЧНОГО ТИПА ПОД ДЕЙСТВИЕМ ЛАЗЕРНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ

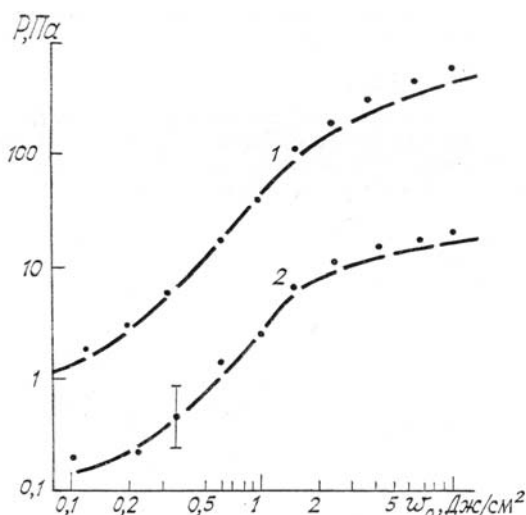
В работе экспериментально и теоретически исследованы режимы возбуждения акустического излучения при взрывном испарении в поле импульсного CO_2 -лазера частиц водного аэрозоля различного микрофизического состава. Показано, что при одной и той же водности, но различной микроструктуре аэрозоля наибольшая амплитуда акустического сигнала достигается в случае мелкокапельной среды.

Целью настоящей работы является исследование генерации звука в условиях фазовых переходов в водных аэрозолях различного микрофизического состава при воздействии импульсного излучения 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 [1], что позволяет регистрировать акустический отклик непосредственно в свободном пространстве [2].

Для формирования воздействующего излучения использовался импульсный ТЕА CO_2 -лазер атмосферного давления с энергией ~ 5 Дж и импульсом длительностью ~ 3 мкс, имевшим характерную для подобных лазеров форму. Оптическая схема и методика акустических измерений была аналогичной [2].

В экспериментах использовался аэрозоль двух типов: мелкокапельный монодисперсный со среднеквадратичным радиусом частиц $a_0 = 2,7$ мкм и полидисперсный с размером капель до ~ 30 мкм и наименьшим радиусом частиц $a_m = 4$ мкм. Концентрация аэрозолей изменялась в пределах $N = 3 \cdot 10^4 - 2 \cdot 10^6 \text{ см}^{-3}$, а начальная водность $q_0 = 8 \div 800 \text{ г/м}^3$. Область взаимодействия излучения CO_2 -лазера с аэрозолем представляла собой объем кубической формы со стороной ~ 4 мм.

На рисунке точками обозначены полученные из экспериментов зависимости величины генерируемого акустического давления p от плотности лазерной энергии w_0 для полидисперсного (кривая 1) и монодисперсного аэрозолей (кривая 2). Перегиб в зависимостях $p(w_0)$ соответствует превышению порога взрывного вскипания частиц аэрозоля ($w_{\text{вз}} \approx 2 \text{ Дж/см}^2$) [3].



Зависимость акустического давления p от плотности энергии в импульсе лазерного излучения w_0 при взрывном разрушении частиц полидисперсного (1) и монодисперсного (2) аэрозолей. Начальная водность аэрозолей составляла $q_0 = 800 \text{ г/м}^3$ (1); и 8 г/м^3 (2)

Интерпретация экспериментальных данных осуществлялась на основе модельных представлений о динамике протекания фазового взрыва в водных частицах [4]. Акустический сигнал p пропорционален Δp — избыточному давлению в области взаимодействия излучения с аэрозолем:

$$\Delta p = R_{\text{в}} \rho_{\text{в}} (T - T_0) + R_{\text{п}} T_0 \Delta \rho_{\text{п}}, \quad (1)$$

где T , T_0 — конечная и начальная температуры среды; $\rho_{\text{в}}$, $\rho_{\text{п}}$, $R_{\text{в}}$, $R_{\text{п}}$ — плотности и газовые постоянные воздуха и пара. Приращение температуры среды определяется из анализа теплозапаса продуктов взрыва к моменту их остановки при условии термодинамического равновесия в среде:

$$T - T_0 \approx \frac{C_{pп} \Delta \rho_{п} (T_{п0} - T_0)}{C_{pв} \rho_{в}}, \quad (2)$$

где $C_{pп}$, $C_{pв}$ — удельные изобарные теплоемкости пара и воздуха; $T_{п0}$ — температура пара к моменту остановки продуктов взрыва ($T_{п0} \approx 373$ К). С учетом этого выражение (1) примет вид

$$\Delta p \approx \Delta \rho_{п} \left(R_{п} T_0 + \frac{C_{pп}}{C_{pв}} R_{в} (T_{п0} - T_0) \right). \quad (3)$$

Приращение плотности водяных паров в объеме взаимодействия можно выразить через полную степень испарения отдельной аэрозольной частицы

$$\Delta \rho_{п} = X_e q_0, \quad (4)$$

которая определяется отношением водности тумана в конце и перед действием импульса излучения: $X_e = 1 - q/q_0$. Для однороднопоглощающих частиц ($a_0 \lesssim 10$ мкм для $\lambda = 10,6$ мкм) степень испарения практически не зависит от их размера, а целиком определяется энергетическими параметрами импульса излучения [5]. Наличие в аэрозоле значительной доли крупной фракции ($a_0 \gtrsim 10$ мкм), как в случае используемого в экспериментах полидисперсного тумана, может существенно изменить мощностные параметры генерируемого акустического импульса. Действительно, в крупных частицах поле тепловыделения неоднородно и характеризуется наличием двух ярко выраженных максимумов вблизи поверхностей освещенной и теневой полусфер [6]. В связи с этим реализуется взрывное вскипание не всего объема капли, как в случае мелких частиц, а лишь поверхностного слоя, где локализованы максимумы, толщиной порядка длины поглощения излучения в воде. Если X_e — полная степень испарения этого слоя, то степень испарения всей капли запишется как $X = X_e V_1/V_0$, где V_1 , V_0 — объемы взрывающегося поверхностного слоя и капли соответственно. Тогда для приращения $\Delta \rho_{п}$ после взрыва полидисперсного аэрозоля имеем

$$\Delta \rho_{п} = X_e \gamma_M + N \rho_{ж} \int_{a_0 \gtrsim 10 \text{ мкм}} f(a_0) \cdot X \cdot V_0 \cdot da_0, \quad (5)$$

где $q_m = \rho_{ж} N \int_{a_0 \lesssim 10 \text{ мкм}} f(a_0) \cdot X \cdot V_0 da_0$ — водность мелкой фракции аэрозоля; $\rho_{ж}$ — плотность жидкости; f — начальная функция распределения аэрозоля. Последняя для используемого в экспериментах полидисперсного тумана хорошо аппроксимируется Γ — распределением с параметрами $a_m = 4$ мкм, $\mu = 1$. Производя интегрирование в (5), получим

$$\Delta \rho_{п} \approx 0,4 \cdot X_e \cdot q_0. \quad (6)$$

Таким образом, с учетом (3), (4), (6), можно сделать вывод, что акустическое возмущение при взрыве мелкокапельного тумана \sim в 2,5 раза больше, чем в случае полидисперсного тумана с крупной фракцией, при условии равенства их начальных водностей. Этот вывод хорошо согласуется с экспериментальными данными, представленными на рисунке.

1. Лямшев Л. М. // УФН. 1981. Т. 135. Вып. 4. С. 637–639.
2. Бочкарев Н. Н., Землянов А. А., Красненко Н. П. и др. // Письма в ЖТФ. 1988. Т. 14. Вып. 1. С. 20–25.
3. Зуев В. Е., Землянов А. А., Копытин Ю. Д., Кузиковский А. В. Мощное лазерное излучение в атмосферном аэрозоле. Новосибирск: Наука. 1984. 223 с.
4. Гейнц Ю. Э., Землянов А. А. Распространение лазерного излучения в условиях взрывного разрушения поглощающих частиц водного аэрозоля. Деп. в ВИНТИ 12.05.88. № 3658-B88.
5. Гейнц Ю. Э., Землянов А. А., Погодаев В. А., Рождественский А. Е. // Оптика атмосферы. 1988. Т. 1. № 3. С. 27–34.
6. Пришивалко А. П. Оптические и тепловые поля внутри светорассеивающих частиц. Минск: Наука и техника. 1984. 190 с.

Институт оптики атмосферы
СО АН СССР, Томск

Поступило в редакцию
18 июля 1988 г.

N. N. Bockarev, Yu. E. Geints, A. A. Zemlyanov et al. **Laser-Induced Sound Generation Regimes in Different Water-Droplet Aerosols.**

A pulsed CO₂-laser-induced acoustic wave generation under the explosive vaporization of water-droplet aerosol particles having different microphysical structures was studied theoretically and experimentally. For aerosols with the same water content but different microstructures, the highest acoustic wave amplitude was observed in a small droplet medium.