АКУСТИЧЕСКИЙ ЖУРНАЛ

Том XXXV 1989 Вып. 1

УДК 534.142–13:535.211

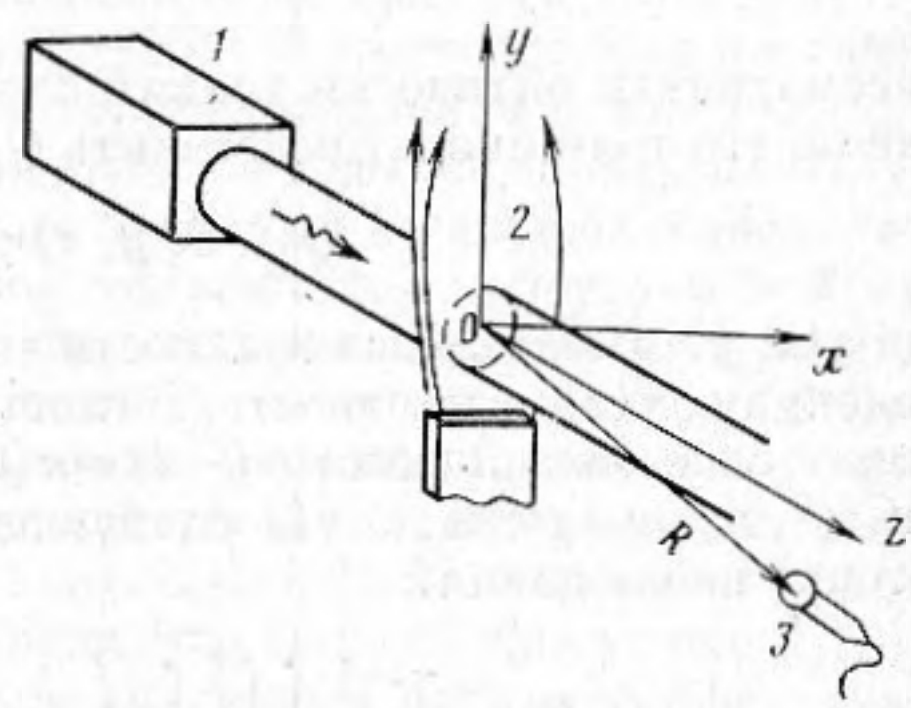
ОПТИКО-АКУСТИЧЕСКОЕ ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ В ПОТОКЕ ПОГЛОЩАЮЩЕГО ГАЗА

Жаров В. П., Негин А. Е., Симановский Я. О.

Теоретически и экспериментально исследуются особенности оптико-акустического взаимодействия в случае, когда область поглощения излучения локализована в пространстве и ограничена потоком слабопоглощающего газа, пересекающим лазерный пучок.

Поглощение лазерного излучения в потоке газа, пересекающем лазерный пучок, приводит к нагреву газа, изменению давления в нагретом объеме и излучению звука. Проявляющийся таким образом оптико-акустический эффект интенсивно исследовался в последнее время и нашел широкое применение как при исследовании фундаментальных процессов взаимодействия лазерного излучения с веществом, так и для решения прикладных задач [1, 2].

Возбуждение звуковых волн при поглощении лазерного излучения в газе имеет много общего с термооптическим возбуждением звука в жидкости [3]. Однако если для жидкости характерно малое время релаксации поглощенной энергии и возбуждение звука в полупространстве со свободной границей, то в газах время релаксации поглощенной энергии сравнимо или много больше длительности лазерного импульса, могут проявляться эффекты насыщения поглощения, а звуковое поле создается в замкнутой полости или в свободном пространстве [4–7]. В работе [4] исследовано возбуждение звука в цилиндрической ячейке, заполненной слабопоглощающим газом, при воздействии лазерного излучения с интенсивностью, модулированной во времени по гармоническому закону. Особенности импульсного оптико-акустического эффекта в газах рассмотрены в [5, 6]. В работе [7] решена задача о восстановлении распределения плотности энергии по сечению лазерного пучка на основе регистрации возбуждаемых им в слабопоглощающей жидкости или газе расходящихся звуковых волн. Для всех этих работ характерна цилиндрическая геометрия, когда размеры области поглощения излучения в направлении распространения лазерного пучка значительно больше его характерных поперечных размеров. В настоящей работе теоретически и экспериментально исследуются особенности оптико-акустического взаимодействия в случае, когда область поглощения излучения ограничена потоком газа, пересекающим лазерный пучок.



Фиг. 1. Геометрия эксперимента

Теория и эксперимент соответствуют геометрии, представленной на фиг. 1. Импульс лазерного излучения распространяется вдоль оси z. Плоский поток поглощающего излучение газа движется вдоль плоскости xy. Ограничиваясь случаем, когда скорость потока мала по сравнению со скоростью звука, далее вместо потока будем рассматривать неподвижный поглощающий излучение плоский слой толщиной d. Будем считать также, что акустические характеристики газа в потоке и окружающей среде оди-

наковы. При этом упругие возмущения в среде, окружающей поглощающий слой, можно описать, решая неоднородное волновое уравнение с правой частью, учитывающей действие тепловых источников звука [1]. Решение такого уравнения можно записать в общем виде [8]:

$$p(t,\mathbf{R})=\frac{\gamma^{-1}}{4\pi c^2}\iiint\frac{1}{|\mathbf{R}-\mathbf{r}|}\dot{Q}\left(t-\frac{|\mathbf{R}-\mathbf{r}|}{c},\ \mathbf{r}\right)dV. \qquad (1)$$

Здесь p — избыточное давление в точке наблюдения $\mathbf{R}$, c — скорость звука, γ — постоянная адиабаты, $\mathbf{r}$ — радиус-вектор термооптических источников звука в поглощающем слое, $\dot{Q}(t,\mathbf{r})=\partial Q(t,\mathbf{r})/\partial t$, $Q(t,\mathbf{r})$ — плотность мощности тепловых источников, зависящая от кинетики процессов поглощения и релаксации поглощенной энергии в газе.

Пусть границами поглощающего слоя являются плоскости $z=0$ и $z=-d$, а точка наблюдения имеет координаты (x_0, y_0, R), причем $x_0^2+y_0^2\ll R^2$. Рассмотрим далее ситуацию, когда размеры области поглощения излучения малы по сравнению с расстоянием до точки наблюдения, и прием ведется в дальней волновой зоне:

$$d\ll R,\quad a^2\ll 2R^2,\quad a^2\ll 2RcT, \qquad (2)$$

где a — характерный поперечный размер лазерного пучка в поглощающем слое, T — характерное время тепловыделения (большее из длительности лазерного импульса и времени релаксации поглощенной энергии в газе). При этом можно принять, что

$$\frac{1}{|\mathbf{R}-\mathbf{r}|}\dot{Q}\left(t-\frac{|\mathbf{R}-\mathbf{r}|}{c},\ r\right)\approx\frac{1}{R}\dot{Q}\left(t-\frac{R}{c}-\frac{z}{c},\ x,\ y,\ z\right). \qquad (3)$$

Рассматривая оптически тонкий слой, можем линеаризовать тепловыделение по его толщине и представить $Q(t,\mathbf{r})$ в следующем виде:

$$Q(t,x,y,z)=q(t,x,y)\,n(z), \qquad (4)$$

где $q(x,y)$ имеет смысл мощности тепловыделения, приходящейся на одну молекулу, $n(z)$ — плотность поглощающих молекул. Полагая, что на границах слоя поглощения $n(-d)=n(0)=0$ и что $q(t,\mathbf{r})=0$ при $t\leqslant 0$, с учетом (3, 4) получим из (1) следующее выражение для звукового давления в точке наблюдения:

$$p(t,R)=\frac{\gamma-1}{4\pi R}\iint\limits_{S_л}\left[\int\limits_0^{z_m} q\left(t-\frac{R}{c}-\frac{z}{c},\ x,\ y\right)n'(z)\,dz\right]dx\,dy, \qquad (5)$$

где $n'(z)=\partial n(z)/\partial z$, интеграл берется по сечению лазерного пучка $S_л$ в поглощающем слое, $z_m=\max[d,\ (ct-R)]$. Если длительность импульса тепловыделения мала $(cT\ll d)$ и $\partial^2 n/\partial z^2\ll(\partial n/\partial z)/cT$, то выражение (5) приводится к виду

$$p(t,R)=\frac{\gamma-1}{4\pi R}n'(ct-R)\iint\limits_{S_л}\left[\int\limits_0^{T} q(\tau,x,y)\,d\tau\right]dx\,dy.$$

Когда тепловая релаксация является единственным каналом релаксации поглощенной энергии, можем записать

$$p(t,R)=\frac{\gamma-1}{4\pi R}n'(ct-R)\iint\limits_{S_л}\varepsilon\,dx\,dy, \qquad (6)$$

где $\varepsilon=\int\limits_0^{T} q(t,x,y)\,dt$ — поглощенная энергия излучения на одну молекулу. Таким образом, в рассмотренных условиях амплитуда акустического импульса в точке наблюдения оказывается пропорциональной по-

глощенной энергии, а форма импульса определяется распределением поглощающих молекул в потоке.

В области линейного поглощения, при относительно низкой плотности Φ энергии излучения, $\varepsilon=\sigma\Phi$, где σ — сечение молекулярного поглощения. При этом амплитуда звукового импульса не зависит от распределения энергии по сечению лазерного пучка и равна $p_m=[(\gamma-1)/4\pi R]n'_{max}\sigma E$, где n'_{max} — максимальное значение производной $\partial n/\partial z$ на толщине поглощающего слоя, E — энергия лазерного импульса. Для оценок можно принимать $n'_{max}\approx 2\bar{n}/d$, где $\bar{n}$ — средняя концентрация поглощающих молекул в потоке. При этом $p_m\approx[(\gamma-1)/2\pi Rd]\alpha E$, где $\alpha=\sigma\bar{n}$ — средний коэффициент линейного поглощения газа.

При высокой плотности энергии излучения в области нелинейного поглощения амплитуда акустического импульса зависит также и от распределения энергии по сечению лазерного пучка, и, за исключением случая равномерного распределения, зависимость $p_m(E)$ не воспроизводит зависимость $\varepsilon(\Phi)$. Однако, как следует из выражения (6), для представительного класса многоатомных газов, характеризующихся монотонной степенной зависимостью вида $\varepsilon\sim\Phi^\beta$, где $0{,}5\leqslant\beta<1$ [9], амплитуда акустического импульса $p_m\sim E^\beta$ также и для лазерного пучка с гауссовым распределением энергии по сечению.

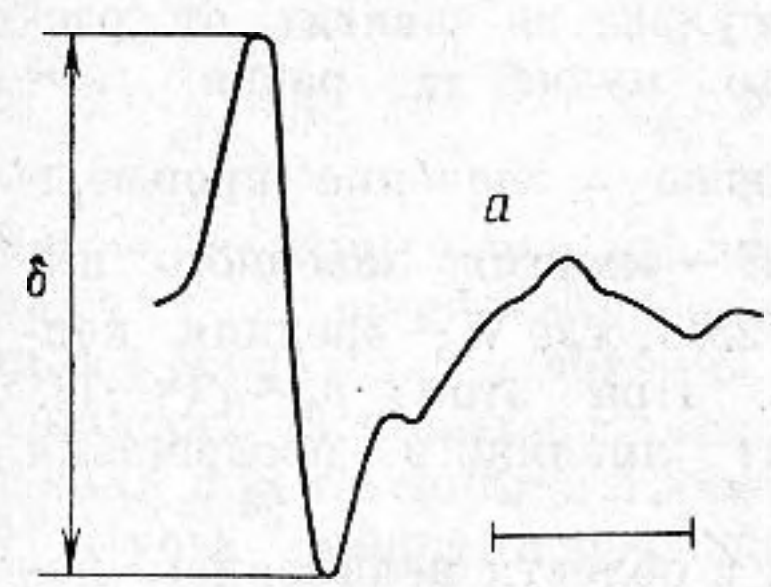
Следует отметить, что форма импульса, регистрируемого в эксперименте, зависит от характеристик используемого микрофона и может отличаться от формы акустического импульса, описываемого выражением (6).

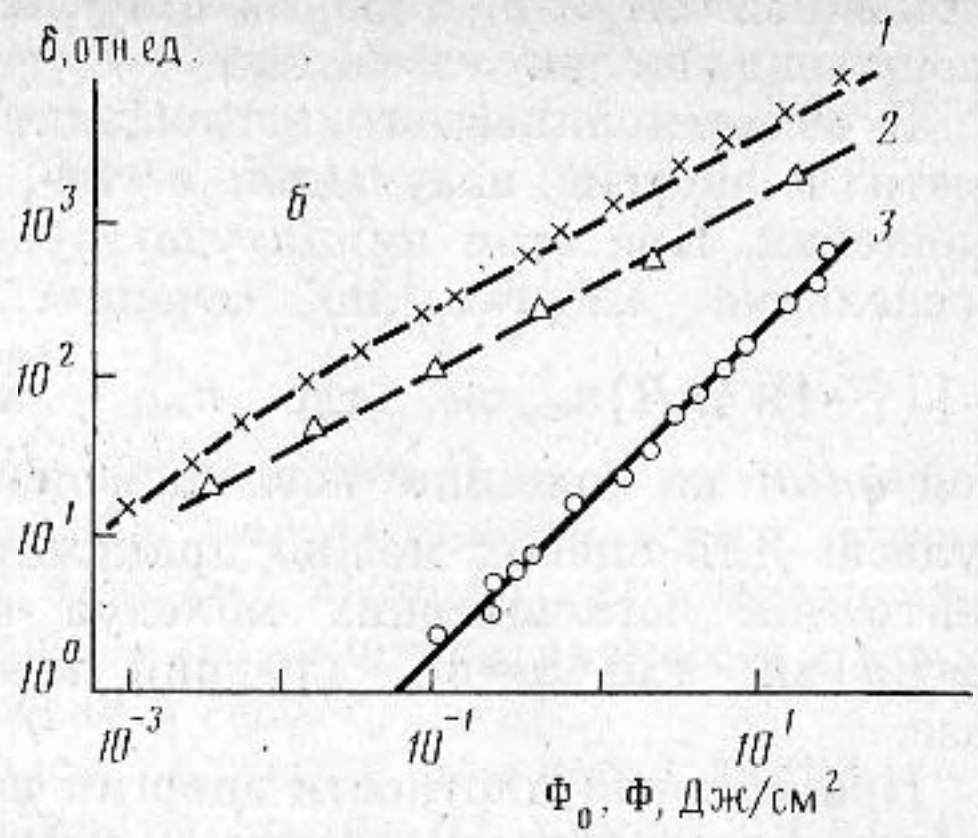
Экспериментальные исследования выполнялись на установке, схема которой соответствовала геометрии, приведенной на фиг. 1. Пучок излучения CO_2 лазера *1* (длительность импульса $\sim10^{-6}$ с) проходил над плоским соплом сечением 2×30 мм, с помощью которого создавался поток *2* поглощающего излучение газа. Для получения высокой плотности энергии излучения в области взаимодействия с потоком лазерный пучок фокусировался длиннофокусной линзой. При этом пучок направлялся под углом $\sim20°$ к нормали к плоскости потока, что позволило устранить прямое воздействие излучения на приемник звука, но в пределах точности измерений не влияло на их результат. Энергия излучения менялась дискретно с помощью калиброванного набора ослабителей. В качестве приемника звукового давления *3* использовался конденсаторный микрофон типа КМС 19-01, расстояние до которого обеспечивало выполнение условий (2). Сигнал с микрофона регистрировался запоминающим осциллографом. Характерная форма сигнала показана на фиг. 2, *а*.

Были выполнены две серии измерений. В первой использовался CO_2-лазер с гауссовым распределением плотности энергии по сечению пучка. В качестве поглощающего излучения газа использовалась смесь газов SF_6+N_2 с соотношением парциальных давлений компонентов 1 : 760. Во второй серии исследовалось взаимодействие излучения CO_2 лазера с потоком паров этанола в смеси с воздухом. Распределение энергии по сечению пучка было близко к равномерному.

Результаты измерения зависимости размаха сигнала с микрофона δ от плотности энергии в лазерном пучке представлены на фиг. 2, *б*. Кривая *1* показывает зависимость δ от плотности энергии Φ_0 на оси гауссова пучка излучения, полученную в экспериментах со смесью газов SF_6+N_2 для линии $P(16)$ излучения CO_2-лазера. Зависимость имеет монотонный характер и в области высоких плотностей энергии ($\Phi_0=0{,}1-30$ Дж/см^2) $\delta\sim\Phi_0^\beta$, где $\beta=0{,}56$. Этот результат хорошо согласуется с результатами измерения поглощения излучения в оптико-акустической ячейке, заполненной смесью SF_6 с воздухом (кривая *2*). Кривая *3* представляет зависимость δ от средней плотности энергии в лазерном пучке Φ для паров этанола. Эта зависимость линейна в широком диапазоне значений плотности энергии излучения вплоть до 30 Дж/см^2.

Таким образом показано, что акустический импульс, возбуждаемый при взаимодействии импульсного лазерного излучения с поперечным по-





Фиг. 2. Результаты экспериментальных исследований: *а* — импульс, регистрируемый микрофоном в направлении, близком к осевому (масштаб по горизонтали 50 мкс на деление), *б* — зависимость δ от плотности энергии в лазерном пучке

током поглощающего газа, обладает рядом особенностей по сравнению с импульсами, характерными для традиционной цилиндрической геометрии оптико-акустического взаимодействия в газе. В случае короткого импульса тепловыделения форма акустического импульса в дальней волновой зоне вблизи оси лазерного пучка определяется распределением концентрации поглощающих молекул в потоке, а амплитуда — поглощенной энергией излучения, что позволяет использовать методику оптико-акустических измерений с поперечным потоком поглощающего газа для исследования характера молекулярного поглощения и для невозмущающего измерения энергии проходящего лазерного излучения при высокой плотности энергии.

ЛИТЕРАТУРА

1. *Жаров В. П., Летохов В. С.* Лазерная оптико-акустическая спектроскопия. М.: Наука, 1984. 320 с.
2. *Tam A. C.* Applications of photoacoustic sensing techniques // Rev. Mod. Phys. 1986. V. 56. № 2. P. 381–431.
3. *Лямшев Л. М., Седов Л. В.* Оптическая генерация звука в жидкости. Тепловой механизм (обзор) // Акуст. журн. 1981. Т. 27. № 1. С. 5–29.
4. *Kreuzer L. B.* Ultralow gas concentration infrared absorption spectroscopy // J. Appl. Phys. 1971. V. 42. № 7. P. 2934–2943.
5. *Верещагина Л. Н., Жаров В. П., Шипов Г. И., Штепа В. И.* Особенности импульсного оптико-акустического эффекта в газах // ЖТФ. 1984. Т. 54. № 2. С. 342–347.
6. *Джиджоев М. С., Попов В. К., Платоненко В. Т., Чугунов А. В.* Зависимость параметров оптоакустического сигнала от радиуса возбуждаемой области // Квантовая электрон. 1984. Т. 11. № 2. С. 414–416.
7. *Воробьев В. В., Грачева М. Е., Гурвич А. С.* Акустическая томография импульсных лазерных пучков // Акуст. журн. 1986. Т. 32. № 4. С. 457–461.
8. *Кошляков Н. С., Глинер Э. Б., Смирнов М. М.* Уравнения в частных производных математической физики. М.: Высшая школа, 1970. 710 с.
9. *Lyman J. L., Quigly G. P., Judd O. P.* Single-infrared frequency excitation and dissociation of polyatomic molecules // Multiple-photon excitation and dissociation of polyatomic molecules/Ed. by Cantrell C. D. Berlin: Springer-Verlag, 1986. P. 9–94.

Московское высшее техническое училище
им. Н. Э. Баумана

Поступила в редакцию
21.IV.1988