

РАДИАЦИОННО-СТОЛКНОВИТЕЛЬНАЯ ГЕНЕРАЦИЯ ЗВУКА В ПАРАХ МЕТИЛОВОГО СПИРТА

А.Е.Бакарев, Ф.Х.Гельмуханов, А.М.Синюков

*Институт автоматики и электрометрии СО АН СССР
630090, Новосибирск*

Поступила в редакцию 11 июля 1991 г.

Выполнено первое экспериментальное наблюдение нового механизма радиационного возбуждения звука в газе, основанного на светоиндуцированном дрейфе (СИД) и светоиндуцированном потоке тепла.

В известных методах радиационного возбуждения звука энергия звуковых колебаний черпается из энергии световой волны ¹. В работах ² был предложен принципиально иной, так называемый "радиационно-столкновительный", механизм генерации звука, в котором энергия звуковых колебаний извлекается непосредственно из тепловой энергии ячейки с газом. В основе "радиационно-столкновительного" механизма возбуждения звука лежит явление светоиндуцированного дрейфа (СИД) ³ и некоторые родственные ему эффекты.

Настоящая работа посвящена первому экспериментальному наблюдению звуковых колебаний в газе, возбуждаемых при помощи эффекта СИД и светоиндуцированного потока тепла.

Рассмотрим резонансное взаимодействие излучения с двухкомпонентной газовой смесью. Одна компонента (*a*) поглощает свет, а другая (*b*) является буфером и не взаимодействует с излучением. Звуковые колебания в газе описываются следующим волновым уравнением ² для неравновесной добавки δP к полному давлению *P* газовой смеси

$$\left(\frac{\partial^2}{\partial t^2} - c^2 \Delta\right) \delta P = -\frac{\partial}{\partial t} \nabla \cdot c^2 \frac{n_a n_b}{n} (m_b - m_a) (\vec{u}_a - \vec{u}_b) + \frac{2}{3} \vec{h} \cdot \zeta, \quad (1)$$

$$\zeta = \frac{\partial Q}{\partial t} + c^2 \sum_{rs} \frac{\partial^2}{\partial x_r \partial x_s} \pi_{rs},$$

где *c* - скорость звука; \vec{u}_α - средняя скорость компонента $\alpha = (a, b)$ газовой смеси, равная сумме скоростей светоиндуцированного дрейфа ³ и светоиндуцированной диффузии ⁴; \vec{h} и π_{rs} - светоиндуцированные поток тепла и тензор давления ⁵; $n = n_a + n_b$; n_α и m_α - концентрация и масса частиц сорта $\alpha = (a, b)$. В слабом поле величины \vec{u}_α , \vec{h} и π_{rs} пропорциональны интенсивности излучения и относительной разности транспортных частот столкновений для возбужденных и невозбужденных частиц. При изменении во времени интенсивности излучения члены справа в уравнении (1) являются причиной раскачки электромагнитным полем звуковых колебаний в газе. За оптикоакустический эффект ¹ отвечает в (1) член $\partial Q / \partial t$, где *Q* - часть мощности излучения, диссипировавшей в тепловую энергию газа. Оставшаяся часть в правой части (1), обусловленная селективным по скоростям взаимодействием частиц с излучением¹), описывает "радиационно-столкновительное" возбуждение звука ^{2,6,7}. Потоки частиц $n_\alpha \vec{u}_\alpha$ и тепла \vec{h} , в отличие от *Q* и тензора давления π_{rs} , антисимметрично зависят от отстройки Ω

¹Мы пренебрегаем более слабыми эффектами типа светоиндуцированной диффузии ⁴

частоты излучения ω от резонансной частоты ω_0 . Это обстоятельство является ключевым для выделения на фоне оптикоакустического сигнала δP_T вклада $\delta P_{\text{сид}}$ от светоиндуцированных потоков частиц и тепла в полную амплитуду звуковых колебаний $\delta P = \delta P_{\text{сид}} + \delta P_T$. Уравнение (1) позволяет получить следующую оценку для отношения $\delta P_{\text{сид}}$ и δP_T ²

$$\eta = \frac{\delta P_{\text{сид}}}{\delta P_T} \sim \left(\frac{\nu}{\nu_k}\right)^2. \quad (2)$$

Здесь ν - частота модуляции интенсивности излучения. "Критическая" частота ν_k следующим образом связана со скоростью СИД $\vec{u}_{\text{сид}} \sim \vec{u}_a - \vec{u}_b$ и потоком тепла \vec{h}

$$\nu_k^{-1} = 2\pi \left| \frac{kT}{\hbar\omega} \frac{l_0}{c\nu_T} \left(\frac{n_b}{n} \left(\frac{m_a - m_b}{m_a} \right) u_{\text{сид}} + \frac{h}{nm_a c^3} \right) \right|^{1/2}, \quad (3)$$

где T - температура газа; l_0 - длина фотопоглощения; ν_k - частота тушения возбужденного состояния. Как это видно из соотношений (2) и (3) "радиационно-столкновительная" генерация звука возможна как в двухкомпонентном, так и в однокомпонентном ($n_b = 0$) газах.

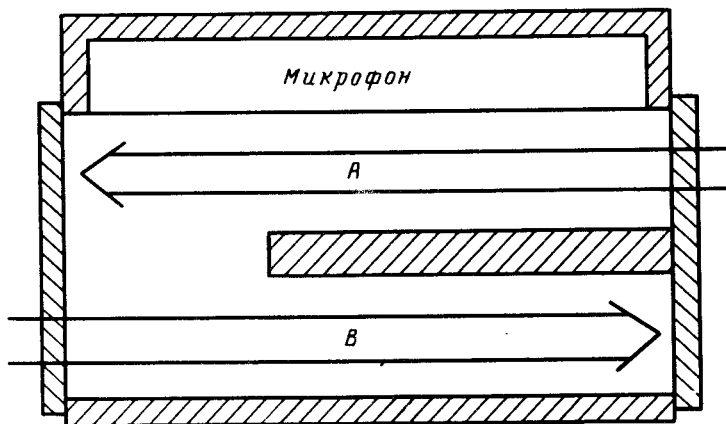


Рис. 1. Оптикоакустическая ячейка

Основным элементом экспериментальной установки является резонансная оптикоакустическая ячейка (рис. 1). Ячейка имеет два канала для прохода "прямого" (А) и "обратного" (В) лазерных лучей. В боковой части одного из каналов находится микрофон МКЭ-3. В пластмассовом днище капсулы микрофона сделаны отверстия диаметром 1 мм для выравнивания давлений с обеих сторон мембраны при откачке газа. Длина каналов 15 мм, диаметр - 3 мм. Ячейка шириной 7 мм была закрыта с торцов окнами из КВг. В работе использовался перестраиваемый по частоте волноводный СО₂-лазер с селекцией линий дифракционной решеткой⁸. Диапазон перестройки составлял около 300 МГц, выходная мощность около 1 Вт. Наиболее подходящей для целей настоящей работы является линия 9Р16 СО₂-лазера, близко расположенная к переходу $R(0,0;11)^{00} \leftarrow (0,0;10)^0$ в молекуле СН₃ОН. Излучение лазера модулировалось по амплитуде электрооптическим модулятором МЛ-7. Расположенная за модулятором делительная пластинка из

Ge формировала прямой (A) и обратный (B) лучи. Система зеркал разворачивала обратный луч в соответствующий канал ячейки, таким образом, чтобы диаметры прямого и обратного лучей были одинаковыми.

Эксперимент выполнялся с парами метилового спирта с характерными параметрами ⁸: $u_{\text{сид}} \sim 1$ см/с, $c = 3,4 \cdot 10^4$ см/с, $n_b/n_{\approx} \lesssim 1/2$, $\nu_T \sim 10^3$ Гц. Подставляя эти значения в (3), находим $\nu_k \sim 50$ кГц. Согласно (2), это означает, что "радиационно-столкновительный" механизм генерации звука доминирует над оптикоакустическим способом возбуждения звука в области $\nu > 50$ кГц. К сожалению чувствительность имеющихся в нашем распоряжении микрофонов резко падала в области $\nu > 20$ кГц. В связи с этим мы использовали другой метод подавления оптикоакустического сигнала.

Звук в ячейке возбуждался на ее резонансной частоте, равной 18 кГц. При этой частоте, как видно из (2), "радиационно-столкновительный" сигнал на порядок слабее оптикоакустического ($\eta \sim 10^{-1}$). Для подавления оптикоакустического сигнала мы воспользовались спецификой резонанса 18 кГц, который мы интерпретируем, как резонанс Гельмгольца ⁹, так как экспериментальное значение частоты приблизительно согласуется с расчетным значением $\nu_G = \frac{c}{2\pi} \left(\frac{S}{V(l + \pi R/2)} \right)^{1/2} \approx 15$ кГц (см. также ниже). Здесь $S = \pi R^2$ и l - площадь поперечного сечения и длина горловины, соединяющей каналы; V - приведенный объем каналов. Резонанс Гельмгольца соответствует периодическому перемещению газа через горловину из одного канала в другой. Когда прямой и обратный лучи (рис. 1) направлены навстречу друг другу, поглощающие частицы и тепло будут "перетекать" из одного канала ячейки в другой, при этом "радиационно-столкновительный" сигнал, в отличие от оптикоакустического, будет усиливаться на частоте резонанса Гельмгольца. Это обстоятельство позволило подавить оптикоакустический сигнал при соответствующей балансировке интенсивностей излучения прямого (A) и обратного (B) лучей в центре линии поглощения CH_3OH . На других резонансных частотах ячейки такого подавления добиться не удавалось, что также является веским аргументом в пользу того, что частота 18 кГц есть частота резонанса Гельмгольца.

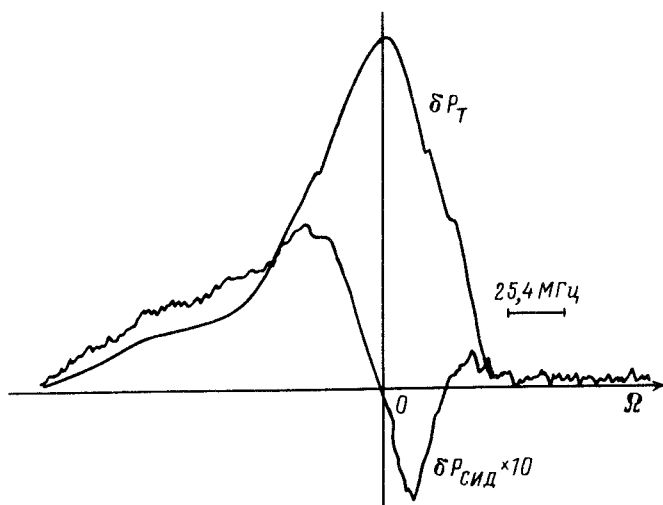


Рис. 2. Зависимость амплитуды оптикоакустического (δP_T) и "радиационно-столкновительного" ($\delta P_{\text{сид}}$) сигналов от отстройки $\Omega = \omega - \omega_0$

На рис.2 показан контур линии поглощения δP_T паров метилового спирта, записанный при возбуждении звука лишь одним лазерным лучом и акустический сигнал $\delta P_{\text{сид}}$ при возбуждении звука двумя встречными лазерными лучами (рис.1). Акустический сигнал $\delta P_{\text{сид}}$ имеет характерную для явления СИД спектральную зависимость, пропорциональную производной по Ω от контура линии поглощения δP_T . Рис. 2 соответствует смеси CH_3OH с Xe (смесь 1 : 1, общее давление 1,5 торр, $\eta \sim 0,05$). Аналогичные зависимости получены для смеси CH_3OH с H_2 и чистого CH_3OH . Наличие сигнала в чистом CH_3OH согласуется с соотношениями (2) и (3), которые показывают, что при $n_b = 0$ акустический сигнал с антисимметричной зависимостью от Ω создается светоиндуцированными потоками тепла или внутренней энергии.

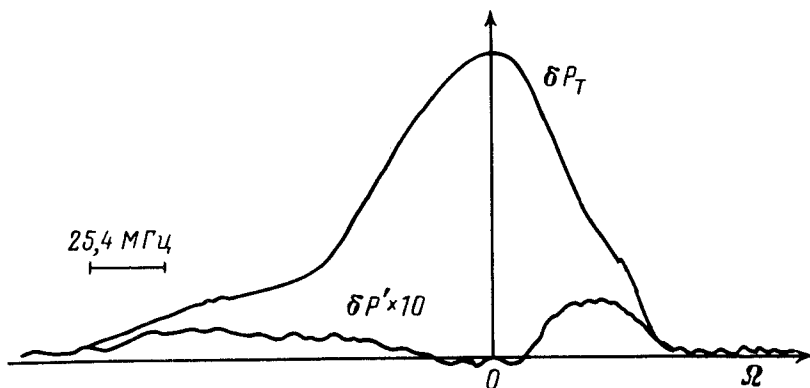


Рис. 3. Зависимость амплитуды акустического сигнала $\delta P'$ от отстройки Ω . Случай однонаправленных лучей А и В

На рис. 3 приведены результаты контрольного эксперимента, в котором в отличие от случая, изображенного на рис. 1, луч (А) распространяется в том же направлении, что и луч (В). Как и следовало ожидать, сигнал, антисимметрично зависящий от Ω в центре линии поглощения, отсутствует. Остаточный сигнал, симметрично зависящий от Ω вблизи центра линии поглощения, обусловлен неполным подавлением оптикоакустического сигнала при $\Omega \neq 0$ из-за конечной длины фотопоглощения.

1. Жаров В.П., Летохов В.С. Лазерная оптикоакустическая спектроскопия. М.: Наука, 1984.
2. Гельмуханов Ф.Х. Труды VII Вавиловской конференции по нелинейной оптике, ч.2, с.113, Новосибирск, 1982; Акустический журнал, 1983, 29, 608; ДАН СССР, 1984, 274, 308; Квантовая электроника, 1984, 11, 510.
3. Гельмуханов Ф.Х., Шалагин А.М. Письма в ЖЭТФ, 1979, 29, 773.
4. Гельмуханов Ф.Х., Шалагин А.М. ЖЭТФ, 1979, 77, 461.
5. Левин Г.А., Фолин К.Г. Письма в ЖЭТФ, 1980, 32, 160.
6. Ваксман М.А., Гайнер А.В. Письма в ЖТФ, 1983, 9, 1174.
7. Шалаев В.М., Яхнин В.З. ЖЭТФ, 1984, 87, 1211.
8. Бакарев А.Е., Ишикаев С.М., Чаповский П.Л. Квантовая электроника, 1988, 15, 1418.
9. Lighthill J. Waves in fluids. Cambridge University Press, 1978.