

35

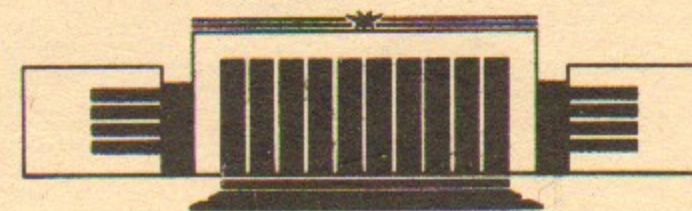


ИНСТИТУТ ЯДЕРНОЙ ФИЗИКИ
им. Г.И. Будкера СО РАН

В.В. Анциферов, Г.И. Смирнов, Г.Г. Телегин

РЕЗОНАНСЫ ДВУХФОТОННОГО
РАССЕЯНИЯ НА ЗВУКЕ В ГАЗАХ

ИЯФ 93-69



НОВОСИБИРСК

Резонансы двухфотонного рассеяния
на звуке в газах

В.В. Анциферов, Г.И. Смирнов, Г.Г. Телегин

Институт ядерной физики им. Г.И. Будкера
630090, Новосибирск 90, Россия

АННОТАЦИЯ

Исследовано резонансное двухфотонное рассеяние на акустических колебаниях атомов или молекул в газе, являющееся для газовых сред аналогом рассеяния Мандельштама-Бриллюэна. Показано, что под действием акустического поля частоты ω_a в спектрах лазерного излучения наряду с обычными спектральными структурами появляются вследствие параметрического резонанса линии-спутники на комбинационных частотах $\omega_\mu = (\omega \pm \omega_a)$ (ω , ω_μ — частоты лазерных полей). Возможным применением параметрических лазерно-акустических резонансов является диагностика газовых сред и акустических полей.

Resonances of the Two-Photon Scattering
on the Acoustic Vibrations in Gases

V. V. Antsiferov, G. I. Smirnov, G. G. Telegin

Budker Institute of Nuclear Physics
630090, Novosibirsk 90, Russia

ABSTRACT

The resonant two-photon scattering on the acoustic vibrations of atoms and molecules in gas phase has been investigated. Under the influence of acoustic field with frequency ω_a , the line-satellites have been shown to appear in the range of combination frequencies, $\omega_\mu = (\omega \pm \omega_a)$, (ω and ω_μ are laser field frequencies) in the laser radiation spectra along with the usual spectral structures. One possible application of the parametric laser-acoustic resonances is diagnostic of gas mediums and acoustic fields.

© Институт ядерной физики им. Г.И. Будкера, СО РАН

Ведущиеся на стыке акустики и квантовой электроники исследования открывают возможности создания уникальных лазерно-акустических технологий, прежде всего создания новых источников и приемников звука [1–3]. Весьма интенсивно разрабатываются в последние годы лазерные методы дистанционной регистрации акустических волн в конденсированных средах [1, 4]. Экспериментально исследовано комбинационное рассеяние света на объемных рассеивателях, движущихся в поле звуковой волны, для воздуха, когда амплитуды смещений рассеивателей были велики по сравнению с длиной волны света [5].

Электромагнитное излучение, резонансное переходам атомов или молекул в газе, может также эффективно рассеиваться на акустических колебаниях газа. Взаимодействие излучения со звуком при этом осуществляется через систему энергетических уровней резонансных частиц. Ускорение резонансных частиц в акустическом поле приводит к появлению комбинационных частот в спектре рассеянного излучения. Слабость эффекта, связанная с ничтожностью звуковых смещений и молекул в газе, компенсируется его резонансным характером и он становится вполне обнаружимым. Настоящая работа посвящена анализу резонансного двухфотонного рассеяния на акустических колебаниях атомов или молекул в газе, которое является для газов аналогом рассеяния Мандельштама-Бриллюэна.

Рассмотрим газовую среду, взаимодействующую с сильным излучением частоты ω и зондируемую слабым сигналом частоты ω_μ . Динамическая эволюция ансамбля резонансных двухуровневых частиц в световом и акустических полях описывается кинетическим уравнением для матри-

цы плотности в представлении Вигнера [6, 7]:

$$(\partial_t + \bar{v}\nabla_{\vec{r}} + \bar{a}\nabla_{\vec{p}} + \Gamma_j)\rho_j = q_j \mp 2\text{Re}(iV^*\rho), \quad j = m, n; \quad (1)$$

$$(\partial_t + \bar{v}\nabla_{\vec{r}} + \bar{a}\nabla_{\vec{p}} + \Gamma)\rho = iV(\rho_n - \rho_m). \quad (2)$$

Диагональные элементы матрицы плотности ρ_j характеризуют заселенности рабочих состояний m и n : недиагональный элемент ρ описывает свойства спектральной линии: Γ_j, Γ —константы релаксации уровней и поляризации. Резонансные частицы совершают тепловое движение и, кроме того, испытывают осциллирующее по величине ускорение \bar{a} , обусловленное действием звука:

$$\bar{a} = \bar{a}_0 \cos(\omega_a t - \bar{q}\vec{r}), \quad (3)$$

где $\omega_a = qu$ —частота звука, u —скорость его распространения. Взаимодействие со световым полем, представленном двумя бегущими в одном направлении волнами, учитывается оператором

$$V = G \exp\{-i(\Omega t - \vec{k}\vec{r})\} + G_\mu \exp\{-i(\Omega_\mu t - \vec{k}_\mu\vec{r})\};$$

$$G = \vec{E}\vec{d}_{mn}/2\hbar; \quad G_\mu = \vec{E}_\mu\vec{d}_{mn}/2\hbar;$$

$$\Omega = \omega - \omega_{mn}; \quad \Omega_\mu = \omega_\mu - \omega_{mn}. \quad (4)$$

Здесь \vec{E} и \vec{E}_μ —амплитуда сильного и пробного полей, $(|E_\mu| \ll |E|; \omega_{mn} = (E_m - E_n)/\hbar$ —частота рабочего перехода ($m - n$), \vec{d}_{mn} —его дипольный момент. Функции возбуждения состояний q_j считаем максвелловскими, то есть

$$q_j = Q_j F_M(\bar{v}), \quad F_M(\bar{v}) = (\sqrt{\pi}\bar{v})^{-3} \exp(-v^2/\bar{v}^2), \quad (5)$$

где \bar{v} —средняя тепловая скорость частиц.

Решение кинетического уравнения ищем методом последовательных приближений; слабым возмущением является осциллирующее ускорение \bar{a} . Форма линии резонансного усиления (поглощения) определяется амплитудами и взаимной ориентацией ускорения и волновых векторов светового и акустического полей \vec{k}, \vec{q} .

Пусть световые и акустические волны распространяются в одном направлении ($\vec{k} \parallel \vec{q}$). Тогда проекция ускорения на волновой вектор электромагнитного излучения a_{\parallel} является осциллирующей функцией времени: $a_{\parallel} = a$. Акустические колебания газа приводят к модуляции населенностей возбужденных состояний резонансных частиц с частотой ω_a и

вызывают поляризацию газа на комбинационных частотах $\omega_\mu \approx \omega \pm \omega_a$. Поэтому стационарное решение уравнений (1), (2) ищем в виде:

$$\rho_j = R_j + 2\text{Re}(r'_j e^{-i\epsilon t}) + 2\text{Re}[r_j \exp\{-i(\omega_a t - \bar{q}\vec{r})\}]; \quad (6)$$

$$\rho = R \exp\{-i(\Omega t - \vec{k}\vec{r})\} + r' \exp\{-i(\Omega_\mu t - \vec{k}_\mu\vec{r})\} + [r \exp\{-i(\omega_a t - \bar{q}\vec{r})\} + \bar{r} \exp\{i(\omega_a t - \bar{q}\vec{r})\}] \exp\{-i(\Omega t - \vec{k}\vec{r})\}, \quad (7)$$

где $\epsilon = \Omega_\mu - \Omega = \omega_\mu - \omega$, $\vec{k} \approx \vec{k}_\mu$.

Величины R_j и R в выражениях (6), (7) удовлетворяют уравнениям (1), (2) в отсутствие пробного сигнала и акустических колебаний ($a = G_\mu = 0$). Слагаемые r'_j и r' учитывают действие слабого поля \vec{E}_μ . Члены r_j, r, \bar{r} появляются из-за взаимодействия резонансных частиц со звуковой волной в газе и соответствуют первому порядку теории возмущений.

В соответствии с (1), (2) члены нулевого по \bar{a} приближения удовлетворяют уравнениям

$$\Gamma_j R_j = q_j \mp 2\text{Re}(iG^* R), \quad (8)$$

$$(\Gamma - i\Omega + i\vec{k}\vec{v})R = iG(R_n - R_m), \quad (9)$$

$$(\Gamma - i\Omega_\mu + i\vec{k}_\mu\vec{v})r' = iG_\mu(R_n - R_m) + iG(r'_n - r'_m), \quad (10)$$

$$(\Gamma_j - i\epsilon)r'_j = \mp i(G^* r' - G_\mu R^*). \quad (11)$$

Зная матричные элементы R и r' можно определить работу на частоте пробного поля \mathcal{P}'_μ при $\bar{a} = 0$. С точностью до первой нелинейной по интенсивности светового поля поправки она дается выражением [7]:

$$\mathcal{P}'_\mu = -2\hbar\omega_\mu(N_n - N_m) \frac{\sqrt{\pi}}{k\bar{v}} \exp\{-\Omega_\mu^2/(k\bar{v})^2\} |G_\mu|^2 \times \left\{ 1 - 2|G|^2 \text{Re} \sum_{j=m,n} \left[\left(\frac{1}{\Gamma_j} + \frac{1}{\Gamma_j - i\epsilon} \right) \frac{1}{2\Gamma - i\epsilon} \right] \right\}, \quad N_j = \frac{Q_j}{\Gamma_j}. \quad (12)$$

Формула (12) справедлива в случае, когда уширение спектральной линии за счет теплового движения превосходит другие характерные ширины: $\Gamma, \Gamma_j \ll k\bar{v}$. Нелинейная по интенсивности поправка к работе лазерного поля учитывает изменение населенностей возбужденных уровней под воздействием сильной световой волны, а также нелинейные интерференционные эффекты, обусловленные рассеянием света.

Взаимодействие резонансных частиц с акустическими колебаниями в газе учитывается в первом порядке теории возмущений системой уравнений

$$(\Gamma_j - i\omega_a)r_j + \bar{a} \nabla_{\vec{v}} R_j = \mp i(G^* r - G \bar{r}^*), \quad (13)$$

$$(\Gamma - i\omega_a - i\Omega + ik\bar{v})r + \bar{a} \nabla_{\vec{v}} R = iG(r_n - r_m). \quad (14)$$

Уравнение для \bar{r} получаем из (14) посредством замен $r \rightarrow \bar{r}$, $r_j \rightarrow r_j^*$, $\omega_a \rightarrow -\omega_a$ соответственно.

Отсюда определяются матричные элементы r и \bar{r} , учитывая вклад акустических колебаний в работу пробного поля \mathcal{P}_μ^a :

$$\begin{aligned} \mathcal{P}_\mu^a &= 4\hbar\omega_\mu \frac{a}{k\bar{v}^2} e^{-\Omega_\mu^2/(k\bar{v})^2} \text{Im} \sum_{s=\pm 1} G_\mu^+ G \delta_{\epsilon, s\omega_a} \times \\ &\times \left[\left(\frac{N_n}{\Gamma_n - is\omega_a} - \frac{N_m}{\Gamma_m - is\omega_a} \right) - |G|^2 \sqrt{\pi} k\bar{v} K(\omega_a) (N_n - N_m) \right]. \quad (15) \\ K(\omega_a) &= \\ &= \frac{1}{(2\Gamma - is\omega_a)^2} \sum_{j=m,n} \left[\frac{1}{\Gamma_j(\Gamma_j - is\omega_a)} + \frac{1}{2\Gamma_j\Gamma} + \frac{1}{2(\Gamma_j - is\omega_a)(\Gamma - is\omega_a)} \right]. \end{aligned}$$

Таким образом, работа слабого поля $\mathcal{P}_\mu = \mathcal{P}'_\mu + \mathcal{P}_\mu^a$ представлена суммой двух членов. Слагаемое \mathcal{P}'_μ соответствует случаю отсутствия звука и определяется равенством (12), \mathcal{P}_μ^a учитывает осцилляции резонансных частиц в акустическом поле и находится из выражения (15), аналогичного полученному в работе [8] при исследовании лазерно-гравитационных резонансов. Выражение (15) отвечает приближению $q\bar{v} \ll \Gamma_j \ll k\bar{v}$, использованному при усреднении матричных элементов r , \bar{r} по скоростям резонансных частиц \vec{v} .

Акустические колебания газа вызывают осцилляции населенностей энергетических уровней и приводят к появлению вблизи обычного нелинейно-интерференционного резонанса параметрических линий-сателлитов на комбинационных частотах $\omega_\mu = \omega \pm \omega_a$. Амплитуды и ширины этих параметрических нелинейных резонансов двухфотонного рассеяния на акустических колебаниях зависят от параметров газа и звукового поля. Измерения характеристик параметрических лазерно-акустических резонансов в спектре слабого зондирующего светового поля можно использовать в качестве источника информации о газовой среде и распространяющемся в ней звуке.

Из (12), (15) видно, что отношение амплитуды нелинейного параметрического лазерно-акустического резонанса $\Delta\mathcal{P}_\mu^a$ к амплитуде обычной нелинейно-интерференционной структуры $\Delta\mathcal{P}'_\mu$ оценивается как

$$\Delta\mathcal{P}_\mu^a / \Delta\mathcal{P}'_\mu \sim a_0 k |G| / \Gamma \Gamma_j |G_\mu|. \quad (16)$$

В частности, для звука с $a_0 \sim 10^6 \text{ см/с}^2$ при $|G|/|G_\mu| \sim 10^3$, $\Gamma \sim 10^7 \text{ с}^{-1}$ соотношение (16) дает в оптическом диапазоне частот относительную интенсивность параметрических лазерно-акустических резонансов порядка единицы.

Следовательно, параметрические лазерно-акустические резонансы вполне наблюдаемы средствами нелинейной спектроскопии. В инфракрасной области спектра и для более слабого звука, когда относительная интенсивность этих резонансов уменьшается, для регистрации резонансного двухфотонного рассеяния на акустических колебаниях можно использовать методы лазерного гетеродинамирования [9]. Дистанционные методы гетеродинамирования резонансных лазерно-акустических эффектов в газе позволяют бесконтактным образом осуществлять регистрацию акустических полей на значительном удалении от измерительной аппаратуры (например, звука в атмосфере и т.п.).

ЛИТЕРАТУРА

1. Л.М.Лямшев. УФН, 151 (1987) 479.
2. В.Э.Гусев, А.А.Карabutov. Лазерная оптоакустика, М.: Наука, 1991.
3. Л.М.Лямшев. УФН, 162 (1992) 43.
4. A.W.Hirschberg, G.C.Boynon, J.D.Byrne, A.W.Wonters. Appl. Opt., 23 (1984) 2624.
5. K.J.Taylor. JASA, 59 (1976) 691.
6. А.П.Кольченко, Г.И.Смирнов. ЖЭТФ, 71 (1976) 925.
7. С.Г.Раутиан, Г.И.Смирнов. ЖЭТФ, 74 (1978) 1295.
8. Ю.Е.Нестерихин, С.Г.Раутиан, Г.И.Смирнов. ЖЭТФ, 75 (1978) 3.
9. В.В.Протопопов, Н.Д.Устинов. Лазерное гетеродинамирование, М.: Наука, 1985.