

ЛАЗЕРНАЯ ИНДУКЦИЯ ТРАНСЛЯЦИОННОГО ПОГЛОЩЕНИЯ В БЛАГОРОДНЫХ ГАЗАХ

М.О. Буланин, А.П. Коузов

Развита теория коэффициента поглощения для обращенного комбинационного рассеяния (ОКР) на поступательных степенях свободы в сжатых одноатомных газах. Выявлены преимущества, возникающие при лазерной индукции трансляционного спектра поглощения по сравнению с индукцией внешним электростатическим полем.

В настоящей работе предлагается новая методика наблюдения трансляционных спектров поглощения, индуцированных бинарными столкновениями в чистых благородных газах. Трудность спектроскопического исследования таких систем обусловлена тем, что в отсутствие внешних полей столкновения идентичных атомов (в отличие от столкновения разных атомов) не сопровождаются появлением индуцированного дипольного момента, т. е. не активны в поглощении. В принципе, активность парных столкновений может быть индуцирована [1] включением внешнего электростатического поля E . В этом случае диполь $\vec{\mu}$, локализованный на данной паре

$$\vec{\mu} = \hat{a} E = 2 \alpha_0 E + \hat{\Delta}(R) E \quad (1)$$

(\hat{a} — тензор поляризуемости пары взаимодействующих атомов, α_0 — поляризуемость свободного атома), содержит слагаемое $\hat{\Delta}E$, зависящее от межатомного расстояния R . Глубина модуляции диполя $\vec{\mu}$ трансляционным движением, однако, весьма мала, вследствие чего попытка [2] обнаружить этот эффект оказалась неудачной.

Есть основания считать, что переход от статического к быстропеременному ("лазерному") полю приведет к увеличению сечения поглоще-

ния, расположенного относительно лазерной частоты ω_1 в антистоксовой области. Другими словами, для наблюдения трансляционного поглощения в одноатомных газах предлагается использовать явление ОКР [3]. Возникновение ОКР связано с взаимодействием слабого внешнего поля частоты ω_2 ($\omega_2 > \omega_1$) с электрическим дипольным моментом, наводимым лазерным полем на атомах или молекулах.

Будем считать, что при переходе молекулы остаются в основном электронном состоянии ϵ_0 . Тогда волновые функции исходного и конечного состояний системы "молекулы + поле" можно записать в виде

$$|I\rangle = |\epsilon_0\rangle |i\rangle |n_1\rangle |n_2\rangle; \quad |F\rangle = |\epsilon_0\rangle |f\rangle |n_1 + 1\rangle |n_2 - 1\rangle,$$

где $n_{1,2}$ — числа соответствующих фотонов, i и f — квантовые числа, описывающие движение ядер в основном электронном состоянии. Электрическое дипольное приближение во втором порядке теории возмущений приводит к следующему выражению для скорости переходов:

$$P_{IF} = \frac{8\pi^3}{V^2} n_2 (n_1 + 1) \omega_2 \omega_1 |\langle i | (\mathbf{e}_1 \cdot \hat{\mathbf{a}} \mathbf{e}_2) | f \rangle|^2 \delta(\omega_{fi} - \omega)$$

($\mathbf{e}_{1,2}$ — орты поляризации, V — объем, $\omega = \omega_2 - \omega_1$), в котором опущены несущественные для дальнейшего рассмотрения факторы, связанные с возможным вырождением состояний I и F . Предполагая, что интенсивности двух световых потоков удовлетворяют неравенствам $I_1 \gg I_2$, $I_1 \gg \hbar\omega_1 c/V$ и считая, что остальные каналы для изменения чисел фотонов закрыты, можно получить коэффициент поглощения в законе Ламберта — Бэра для потока I_2 :

$$K_2(\omega) = \frac{8\pi^3}{\hbar c^2} I_1 \omega_2 2\text{th}(\hbar\omega/2kT) W(\omega), \quad (2)$$

куда входит четная спектральная функция $W(\omega)$, равная:

$$W(\omega) = \frac{1}{V} \sum_{if} \frac{\rho_{ii} + \rho_{ff}}{2} |\langle i | (\mathbf{e}_1 \cdot \hat{\mathbf{a}} \mathbf{e}_2) | f \rangle|^2 \delta(\omega_{fi} - \omega), \quad (3)$$

где ρ — молекулярная матрица плотности. Если отождествить частоту поглощения для статического режима ($\omega_1 = 0$) с расстройкой ω в динамическом режиме и считать, что средние квадраты напряженностей полей в обоих случаях одинаковы, то из (2) следует значительное увеличение коэффициента поглощения при переходе к динамическому режиму. Частотный фактор ω_2/ω увеличивает сечение поглощения за счет роста частоты колебаний индуцированного дипольного момента, с которым взаимодействует световая волна ω_2 . При обычных условиях частоты трансляционных переходов в сжатых инертных газах имеют порядок нескольких десятков см^{-1} [4]. Таким образом, использование в качестве источника сильного поля лазера видимого диапазона дает выигрыш до ~ 400 раз.

Чтобы оценить условия наблюдаемости трансляционного ОКР в чис-
 тых одноатомных газах, найдем в приближении бинарных соударений
 нулевой момент спектральной функции (3):

$$M_0 = \int_{-\infty}^{\infty} W(\omega) d\omega = n^2 \text{Sp} \{ \rho(\mathbf{e}_1, \hat{\Delta} \mathbf{e}_2)^2 \},$$

где n — число атомов в ед. объема. Введем изотропную $\bar{\Delta} = 1/3 \text{Sp} \hat{\Delta}$ и
 анизотропную $\gamma = \Delta_{11} - \Delta_{12}$ составляющие тензора индуцированной поля-
 ризуемости $\hat{\Delta}$, можно для вычисления M_0 использовать координатное
 \mathbf{R} — представление. После усреднения по ориентациям вектора \mathbf{R} полу-
 чим

$$M_0 = 4\pi n^2 \int_0^{\infty} dR R^2 g(R) \left\{ \bar{\Delta}^2 (R) (\mathbf{e}_1, \mathbf{e}_2)^2 + \frac{\gamma^2 (R)}{45} [3 + (\mathbf{e}_1, \mathbf{e}_2)^2] \right\},$$

где $g(R)$ — функция радиального распределения. Если пренебречь элек-
 тронным обменом, то $\bar{\Delta} \ll \gamma = 6\alpha_0^2 R^{-3}$ [5]. Для модели жестких сфер
 диаметром σ при $\mathbf{e}_1 \parallel \mathbf{e}_2$ имеем:

$$M_0 = \frac{64\pi n^2 \alpha_0^4}{15\sigma^3}.$$

Функцию (3) можно аппроксимировать дисперсионной кривой. После это-
 го нетрудно вывести формулу для максимального значения коэффициен-
 та поглощения (2):

$$K_2^{\text{max}} \cong \frac{256\pi^3 \alpha_0^4 n^2}{15c^2 \sigma^3 kT} \omega_2 I_1. \quad (4)$$

Из (4) можно теперь определить экспериментальные условия, при кото-
 рых оптическая плотность ОКР будет иметь любую заданную величину,
 скажем 0,1, что на три порядка выше реализованной в [2]. Например,
 для потока $I_1 = 30 \text{ Вт/см}^2$ при $\lambda = 0,69 \text{ мкм}$ (рубиновый лазер) нахо-
 дим, что в Хе $\alpha_0 = 4,05 \text{ \AA}^3$, $\sigma = 3,85 \text{ \AA}$ при комнатной температуре и
 плотности 200 Амага указанная оптическая плотность может быть по-
 лучена на пути 60 см.

Научно-исследовательский институт физики
 Ленинградского
 государственного университета
 им. А.А.Жданова

Поступила в редакцию
 30 ноября 1977 г.

Литература

- [1] F.Schuller, Ph.Marteau. Phys. Lett., 49A, 229, 1974.
- [2] Ph. Marteau, F.Schuller, R.Granier. Molecular Spectroscopy of Dense Phases. Proceedings of the 12-th European Congress on Molecular Spectroscopy. Strasbourg, France, 1975. Elsevier, Amsterdam, 1976.

- [3] W.J.Jones, B.P.Stoicheff. *Phys. Rev. Lett.*, 13, 657, 1964.
- [4] J.P.McTague, G.Birnbaum. *Phys. Rev. Lett.*, 21, 661, 1968.
- [5] L.Silberstein. *Phil Mag.*, 33, 521, 1917.
-