

СЕЧЕНИЕ ОПТИЧЕСКОГО СТОЛКНОВЕНИЯ ОДИНАКОВЫХ АТОМОВ

А.Г. Жидков, К.Е. Петухов

Проведены расчеты зависимости сечения оптического столкновения одинаковых атомов от амплитуды резонансного электромагнитного поля в двухуровневом приближении. Показано, что в крыле линии поглощения $\Delta\omega \gg \Omega_W$ и не слишком сильных полях $E \leq E_{LZ}$ сечение описывается формулой Ландау - Зинера.

Теория столкновений одинаковых атомов в интенсивном электромагнитном (ЭМ) поле (оптические столкновения /1/) развита достаточно полно /2, 3/. Так, в /3/ получены замкнутые выражения для поглощаемой в среде мощности интенсивного ЭМ поля, спектров его рассеяния и поглощения пробного сигнала, учитывающие оптико-столкновительные нелинейности, т.е. зависимости сечений столкновения от параметров поля /1/. Тем не менее функциональные зависимости сечений, а в конечном счете и столкновительных релаксационных характеристик атомов, от амплитуды поля известны недостаточно. Даже в случае столкновения различных атомов имеются лишь единичные расчеты /4/. В данной работе проведены численные расчеты сечения оптического столкновения одинаковых атомов в двухуровневом приближении, т.е. без учета угловых зависимостей потенциала взаимодействия частиц. Для этого численно решалась динамическая задача для матрицы рассеяния в базисе одетых состояний /1-3/, а затем проводилось интегрирование по прицельным параметрам.

Сечение оптического столкновения одинаковых атомов связано с матрицей рассеяния S в базисе одетых состояний соотношением

$$\sigma_{OC} = (1/2) \int 2\pi\rho d\rho \left\{ |S_{12}|^2 + |S_{13}|^2 + 4|S_{14}|^2 \right\}, \quad (1)$$

где ρ — прицельный параметр столкновения; σ_{OC} — сечение оптических столкновений; состояния $|1\rangle = |i\rangle|i\rangle$, $|2\rangle = |i\rangle|f\rangle$, $|3\rangle = |f\rangle|i\rangle$, $|4\rangle = |f\rangle|f\rangle$; $|i\rangle$, $|f\rangle$ — начальное и конечное состояния одного из атомов. Уравнение для матрицы рассеяния имеет вид:

$$i\hbar \dot{S}_u^+ = US_u^+; \quad S_u^+(t \rightarrow -\infty) = 1; \quad S^+ = S_u^+(t \rightarrow -\infty), \quad (2)$$

где потенциал диполь-дипольного взаимодействия двухуровневых систем в базисе одетых состояний имеет вид /2, 3/:

$$U = \frac{|D|^2}{(\rho^2 + v^2 t^2)^{3/2}} \begin{pmatrix} a & be^{i\Omega t} & be^{i\Omega t} & -ae^{2i\Omega t} \\ -a & c & -be^{-i\Omega t} & \\ & -a & -be^{-i\Omega t} & \\ \text{к.с.} & & & a \end{pmatrix}, \quad (3)$$

$a = 2|DE|^2 / \hbar^2 \Omega^2$, $b = \Delta\omega|DE| / \hbar\Omega$; $c = (1 + \Delta\omega^2/\Omega^2)/2$, где $\Omega = \sqrt{4|DE|^2 + \Delta\omega^2}$ — частота Раби, $\Delta\omega$ — отстройка частоты ЭМ поля от резонансной, D — дипольный момент атома, v — относительная скорость столкновения.

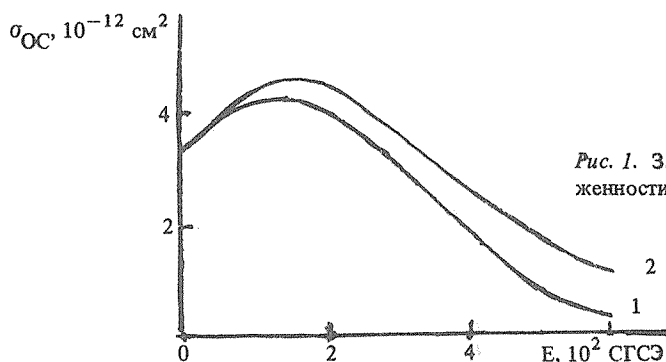


Рис. 1. Зависимость сечения оптического столкновения от напряженности ЭМ поля. 1 – расчет, 2 – формула (4).

На рис. 1 приведены значения σ_{OC} (1) при различных значениях амплитуды ЭМ поля, полученные из численного решения (1) – (3) при $D = 1$ а.е., $\Delta\omega = 5 \cdot 10^{12}$ с⁻¹, $v = 10^5$ см/с в диапазоне напряженностей поля $E = 3 \cdot 10^2 \div 3 \cdot 10^5$ В/см. Как видно из рисунка, нелинейная зависимость σ_{OC} от амплитуды ЭМ поля заметна уже при $E = 3 \cdot 10^4$ В/см. Однако при этом сечение растет, что обусловлено процессом возбуждения $|i\rangle|i\rangle \rightarrow |f\rangle|f\rangle$. При $E \sim 4,5 \cdot 10^4$ В/см сечение начинает убывать с ростом E .

В рассматриваемой области $\Delta\omega \gg \Omega_w$ (Ω_w – вайскопфовская частота /1/) должна быть справедлива формула Ландау – Зинера /1/, согласно которой

$$\sigma_{OC}^{LZ} = 2\pi r_{\Delta\omega}^2 \left\{ e^{-\delta}(1 - e^{-\delta}) + 2e^{-2\delta}(1 - e^{-\delta})^2 \right\} \hbar^2 \Omega^2 / |DE|^2, \quad (4)$$

$$\delta = \frac{2\pi}{\hbar v} \frac{|DE|^2}{F_{\Delta\omega}}, \quad F_{\Delta\omega} = \frac{3(\hbar\Delta\omega)^{4/3}}{D^{2/3}}, \quad r_{\Delta\omega} = \left(\frac{|D|^2}{\hbar\Delta\omega} \right)^{1/3}.$$

Сравнение (4) с расчетом (рис. 1) показывает, что в области $E \lesssim 10^5$ В/см согласие достаточно хорошее. При больших значениях E формула (4) дает завышенное значение сечения. Согласно (4), нелинейная зависимость $\sigma_{OC}(E)$ начинается при

$$E \gtrsim E_{LZ} = \sqrt{\frac{3\hbar v}{2\pi}} \left(\frac{\hbar\Delta\omega}{D^2} \right)^{2/3}. \quad (5)$$

Отметим, что выражение для сечения, полученное из решения (1) – (3), и выражение (4) справедливы в скрещенных когерентных полях с круговой поляризацией. В случае плоскополяризованного поля необходимо учитывать угловую зависимость потенциала взаимодействия частиц, что приводит к более медленному спаду σ_{OC} с ростом напряженности поля $E/5$.

ЛИТЕРАТУРА

1. Яковленко С. И. Радиационно-столкновительные явления, М., Энергоатомиздат, 1984.
2. Андреев С. П., Лисица В. С. ЖЭТФ, 72, 73 (1977).
3. Жидков А. Г. ЖЭТФ, 88, 372 (1985).
4. Carlsten J. L., Szöke A., Raumer M. C. Phys. Rev., A15, 102 (1977).
5. Жидков А. Г., Яковленко С. И. Квантовая электроника, 10, 912 (1983).