УДК 539.184

О ФОРМЕ ЛИНИИ РАДИАЦИОННЫХ СТОЛКНОВЕНИЙ ВО ВНЕШНЕМ МАГНИТНОМ ПОЛЕ

Д. С. Бакаев и Ю. А. Вдовин

Рассматриваются столкновения с передачей возбуждения между различными атомами, происходящие в сильном внешнем электромагнитном и статическом магнитном полях. Предполагается, что частота внешнего поля близка к разности энергий переходов атомов при столкновении. Определяется эффективное сечение столкновения в зависимости от величины дефекта резонанса.

Атомные столкновения с передачей возбуждения, происходящие во внешнем резонансном электромагнитном поле, интенсивно исследуются в последние годы [1–5]. Детальное рассмотрение таких столкновений для резонансного случая впервые было проведено в работе Гудзенко и Яковленко [1]. Различные аспекты такого рода процессов рассматривались в более поздних работах [2–4]. Экспериментально процесс передачи возбуждения в резонансном поле от атомов Sr атомам Ca, приводящий к селективному заселению возбужденных состояний атомов Ca, наблюдался в работе [5].

В настоящей работе рассмотрены радиационные столкновения с передачей возбуждения

$$B^*(2) + A(1) + \hbar\omega \rightleftarrows B(1) + A^*(2),$$

когда частота внешнего электромагнитного поля ω близка к разности энергий переходов ω_0 атомов A, B при столкновении

$$\hbar\omega_0 = E_2^A + E_1^B - E_1^A - E_2^B = \hbar\omega_{21}^A + \hbar\omega_{12}^B.$$

Возбужденные электронные уровни атомов являются вырожденными, так как динамический эффект Штарка очень мал [6]. Поэтому для упрощения анализа будем считать, что на систему наложено сильное внешнее статическое магнитное поле H. Исследование процесса передачи возбуждения во внешнем магнитном поле представляет и самостоятельный интерес, так как при этом появляется возможность селективного заселения состояний с заданным значением проекцией момента количества движения. Кроме того, изменение величины напряженности магнитного поля дает возможность в определенных случаях плавно менять величину дефекта резонанса при передаче возбуждения между соответствующими состояниями. Таким образом, рассматривается процесс столкновительной передачи возбуждения с испусканием или поглощением фотона во внешнем магнитном поле.

Роль внешнего магнитного поля сводится к снятию вырождения рассматриваемых уровней. Магнитное поле H будет предполагаться достаточно сильным, так что расстояние между зеемановскими подуровнями можно считать большим по сравнению с взаимодействием атомов на эффективных расстояниях. При этом условии столкновительную задачу можно решать в двухуровневом приближении [7]. Мы будем рассматривать ситуацию, когда ω близко к ω_0 (критерий близости см. ниже), и определим форму линии радиационного столкновения в этой частотной области.

Обозначая через $a_1(t)$, $a_2(t)$ амплитуды рассматриваемых состояний, имеем

$$\left.\begin{aligned} i\dot{a}_1 &= V e^{i\Delta\omega t} a_2, \\ i\dot{a}_2 &= V^* e^{-i\Delta\omega t} a_1, \end{aligned}\right\} \tag{1}$$

$a_1(-\infty)=1$, $a_2(-\infty)=0$, $\Delta\omega=\omega-\omega_0$ — дефект резонанса. Через V обозначен недиагональный матричный элемент оператора взаимодействия атомов, находящихся в переменном электрическом поле, полученный при условии, что взаимодействие атомов является диполь-дипольным [1]

$$V = \frac{CE_0}{R^3}, \tag{2}$$

где E_0 — амплитуда электромагнитного поля частоты ω, R — вектор расстояния между атомами,

$$C = \frac{1}{4\hbar}\gamma_{ij}\left[\langle 1 | d_j^{\mathrm{B}} | 2\rangle \left(\langle 2 | \alpha_{iE}^{\mathrm{A}}(\omega_{12}) | 1\rangle + \langle 2 | \alpha_{iE}^{\mathrm{A}}(\omega) | 1\rangle\right) + \right.$$

$$\left. + \langle 2 | d_i^{\mathrm{A}} | 1\rangle \left(\langle 1 | \alpha_{jE}^{\mathrm{B}}(\omega_{21}^{\mathrm{A}}) | 2\rangle + \langle 1 | \alpha_{jE}^{\mathrm{B}}(\omega) | 2\rangle\right)\right], \tag{3}$$

$\mathbf{d}^{\mathrm{A}}$, $\mathbf{d}^{\mathrm{B}}$ — операторы дипольных моментов атомов, $\gamma_{ij}=\delta_{ij}-(3R_iR_j/R^2)$, $|1\rangle$ и $|2\rangle$ — основные и возбужденные состояния каждого из атомов, $\alpha_{ij}^z(\omega)$ — тензорный оператор поляризуемости атома z полем частоты ω, матричный элемент которого равен

$$\langle \xi_1 | \alpha_{ij}^z(\omega) | \xi_2\rangle = \sum_{\xi}\left(\frac{\langle \xi_1 | d_i^z | \xi\rangle \langle \xi | d_j^z | \xi_2\rangle}{E^z_{\xi_1;\,\xi} + \hbar\omega} + \frac{\langle \xi_1 | d_j^z | \xi\rangle \langle \xi | d_i^z | \xi_2\rangle}{E^z_{\xi_2;\,\xi} - \hbar\omega}\right), \tag{4}$$

где ξ — совокупность переменных, описывающее электронные состояния z атома, а $E^z_{\xi_1;\,\xi}$ — разность энергий между состояниями ξ_1 и ξ. Индекс E в выражении (3) означает компоненту, направленную по вектору $\mathbf{E}_0$.

В системе уравнений (1) опущены диагональные элементы оператора возмущения, что справедливо при достаточно большой величине напряженности поля E_0 [1].

$$E_0 \geqslant \frac{(v^3 C_{12}^2)^{1/5}}{2C}, \tag{5}$$

где $C_{12}=|C_1-C_2|$, а C_1, C_2 — константы ван-дер-ваальса взаимодействия атомов в начальном и конечном состояниях, v — их относительная скорость.

Величина матричного элемента оператора взаимодействия (2), а следовательно, и вероятность перехода в существенной степени определяются величиной матричных элементов оператора поляризуемости атома α_{ij}. Поэтому рассматриваемый процесс будет эффективно осуществляться для переходов в такие состояния, для которых становятся большими матричные элементы α_{ij}. Такая ситуация, например, осуществляется, если среди промежуточных состояний одного из атомов, по которым происходит суммирование в (4), имеется состояние, близкое по энергии к возбужденному состоянию второго атома. Несмотря на условие сильного поля (5), смещением уровней вследствие динамического эффекта Штарка можно пренебречь.

Из выражений (3), (4) следуют определенные правила отбора для радиационного перехода.

Для LS-связи они имеют вид [1]

$$\Delta S^{\mathrm{A}} = \Delta S^{\mathrm{B}} = 0,$$

$$\Delta l^{\mathrm{A}} = 0{,}2 \quad \text{при} \quad \Delta l^{\mathrm{B}} = 1,$$

или

$$\Delta l^{\mathrm{B}} = 0{,}2 \quad \text{при} \quad \Delta l^{\mathrm{A}} = 1.$$

Рассмотрим для определенности первый случай. Состояния каждого из атомов будем характеризовать квантовыми числами n, l, m, причем в основном состоянии $|1\rangle\, l=m=0$, $n=n_{\mathrm{A}}^{(0)}$ и $n=n_{\mathrm{B}}^{(0)}$ соответственно. Возбужденное состояние $|2\rangle$ для атома В $|2\rangle=|n_{\mathrm{B}},\ 1,\ m_{\mathrm{B}}\rangle$, а для атома A $|2\rangle=|n_{\mathrm{A}},\ l,\ m_{\mathrm{A}}\rangle$, причем или $l=0$ $(\Delta l=0,\ m_{\mathrm{A}}=0)$ или $l=2$ $(\Delta l=2)$. Так как на систему наложено внешнее магнитное поле, возбужденные состояния атомов $|2\rangle$ характеризуются также проекцией моментов m_{A}, m_{B} на направление магнитного поля $\mathbf{H}$. Состояния ξ в формуле (4) будем характеризовать квантовыми числами n, 1, q.

Раскрывая выражение для коэффициента C (3), получаем

$$C=C_{m_{\mathrm{A}}-m_{\mathrm{B}}}n^{E}_{m_{\mathrm{B}}-m_{\mathrm{A}}}-3n_{m_{\mathrm{B}}}(-1)^{m_{\mathrm{A}}}\sum_{q}C_{q}n^{E}_{-q}n_{q-m_{\mathrm{A}}}(-1)^{q}, \tag{6}$$

где

$$C_{q}=\frac{1}{12\hbar}\left\langle n_{\mathrm{B}}^{(0)}\,|\,d^{\mathrm{B}}\,|\,n_{\mathrm{B}}\right\rangle\sum_{u}\left\langle n_{\mathrm{A}}\,|\,d^{\mathrm{A}}\,|\,n\right\rangle\left\langle n\,|\,d^{\mathrm{A}}\,|\,n_{\mathrm{A}}^{(0)}\right\rangle\times$$
$$\times\left(\frac{1}{E^{\mathrm{A}}_{2;\,n,\,1,\,q}-\hbar\omega}+\frac{1}{E^{\mathrm{A}}_{2;\,n,\,1,\,q}-\hbar\omega^{\mathrm{B}}_{12}}+\frac{1}{E^{\mathrm{A}}_{1;\,n,\,1,\,m_{\mathrm{A}}-q}+\hbar\omega}+\frac{1}{E^{\mathrm{A}}_{1;\,n,\,1,\,m_{\mathrm{A}}-q}+\hbar\omega^{\mathrm{B}}_{12}}\right)Q_{q},$$

$\left\langle n_{z}^{(0)}\,|\,d^{z}\,|\,n_{z}\right\rangle$ — приведенный матричный элемент дипольного момента z-атома, n_{q} $(q=0,\ \pm1)$ — сферические компоненты единичного вектора $\mathbf{R}/R$, n^{E}_{q} — сферические компоненты единичного вектора, направленного по $\mathbf{E}_{0}$,

$$Q_{q}=\begin{cases}\dfrac{1}{\sqrt{3}} & \text{при } \Delta l=0,\\[2ex] (-1)^{q}\sqrt{\dfrac{(2+m_{\mathrm{A}})!\,(2-m_{\mathrm{A}})!}{15\,(1+q)!\,(1-q)!\,(1-m_{\mathrm{A}}+q)!\,(1+m_{\mathrm{A}}-q)!}} & \text{при } \Delta l=2.\end{cases}$$

Потенциал взаимодействия V, определяемый соотношениями (2) и (6), является в общем случае комплексным. Для определенных переходов, однако, выражение для V существенно упрощается. Именно

$$V=\frac{(-1)^{m_{\mathrm{B}}}E_{0}C_{m_{\mathrm{A}}-m_{\mathrm{B}}}n^{E}_{m_{\mathrm{B}}-m_{\mathrm{A}}}}{1+|m_{\mathrm{B}}|}\,\frac{1-3\cos^{2}\theta}{R^{3}}, \tag{7}$$

где θ — угол между векторами $\mathbf{R}$ и $\mathbf{H}$, $R^{2}=\rho^{2}+v^{2}t^{2}$, ρ — прицельный параметр, v — относительная скорость атомов, при условии: а) поля $\mathbf{E}_{0}$ и $\mathbf{H}$ параллельны $m_{\mathrm{B}}=m_{\mathrm{A}}=0$, $\Delta l=0$ или $m_{\mathrm{B}}=m_{\mathrm{A}}=-1,\ 0,\ 1$, $\Delta l=2$; б) поля $\mathbf{E}_{0}$ и $\mathbf{H}$ ортогональны, $m_{\mathrm{B}}=0$, $m_{\mathrm{A}}=\pm1$, $\Delta l=2$; в) поля $\mathbf{E}_{0}$ и $\mathbf{H}$ направлены произвольно, $m_{\mathrm{A}}=\pm2$, $m_{\mathrm{B}}=\pm1$, $\Delta l=2$.

Интересующее нас сечение радиационного столкновения имеет вид

$$\sigma=2\pi\int_{0}^{\infty}\rho\,d\rho\,\langle|\,a_{2}(+\infty)\,|^{2}\rangle, \tag{8}$$

где угловыми скобками обозначено усреднение по направлениям вектора $\mathbf{v}$ относительной скорости и вектора $\boldsymbol{\rho}$ прицельного расстояния сталкивающихся атомов. Для рассматриваемых переходов а), б), в) потенциал взаимодействия (7) имеет такой же вид, что и в работе [7], отличаясь лишь соответствующей постоянной. Поэтому, используя результаты работы [7], для сечения радиационного столкновения (8) получаем [1]

$$\sigma=\frac{4\pi g^{2}}{3v}\left\{1+\frac{2}{5}\lambda^{2}\left[\ln\frac{1}{\lambda^{2}}-2.32\right]\right\}, \tag{9}$$

---

[1] Полученное в работе [7] численным интегрированием на ЭВМ значение постоянной, стоящей в квадратных скобках, ошибочно. Исправленное значение приведено в формуле (9).

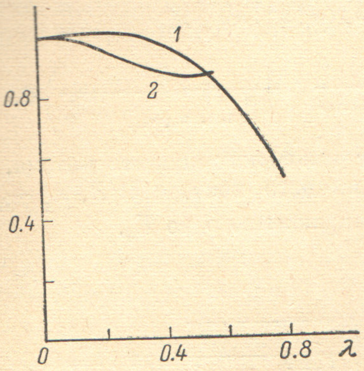
где в отличие от [7]

$$g^2 = \left| \frac{E_0 C_{m_A - m_B} n^E_{m_B - m_A}}{1 + |m_B|} \right|, \quad \lambda = \frac{g\,|\Delta\omega|}{v^{3/2}}$$

параметр малости задачи, т. е. результат справедлив при $\lambda \ll 1$. Выражение (9) описывает форму линии радиационных столкновений при частотах ω, близких к частоте ω_0. На графике рисунка приведена функция $f(\lambda)$

$$f(\lambda) = 1 + \frac{2}{5}\lambda^2 \left[\ln \frac{1}{\lambda^2} - 2.32\right], \tag{10}$$

характеризующая форму линии радиационного столкновения. Как видно, максимум функции несколько смещен по отношению к точному резонансу ($\omega = \omega_0$, $\lambda = 0$), однако это смещение мало. Полуширина линии определяется условием $\lambda^2 = 0.66$, которое находится на пределе применимости рассматриваемого приближения.



Форма линии радиационных столкновений во внешнем магнитном поле.

1 — функция $f(\lambda)$, *2* — функция $\varphi(\lambda)$.

Если процесс передачи возбуждения наблюдается в газовой фазе, находящейся в тепловом равновесии, сечение передачи возбуждения (9) должно было усреднено по распределению Максвелла. Так как заселенность возбужденного состояния определяется произведением σv, то именно эта величина и должна усредняться. Среднее значение σv определяет форму линии радиационного столкновения в равновесных условиях. Поскольку, однако, выражение (9) справедливо лишь при малых λ, а при $\lambda \geqslant 1$ сечение должно быстро падать, то такое усреднение можно приближенно провести, полагая выражение (9) справедливым вплоть до $\lambda = 1$ и $\sigma = 0$ при $\lambda \geqslant 1$. Это соответствует условию, что $\lambda \ll 1$ при скорости v, отвечающей максимуму максвелловской функции распределения.

Соответственно получаем

$$\langle \sigma v \rangle = \frac{4\pi g^2}{3} \varphi(\mu),$$

где $\varphi(\mu) = 1 + \mu^2 (0.6 (\ln \mu)^2 + 1.92 \ln \mu + 0.52)$ $(\mu \ll 1)$, $\mu = g\,|\Delta\omega|/u^{3/2}$, $u = \sqrt{2kT/M}$, M — приведенная масса атомом, T — температура системы. График функции $\varphi(\mu)$ (при $\mu = \lambda$) также представлен на рисунке.

Как видно, усреднение по максвелловскому распределению приводит к более быстрому спаданию сечения при увеличении дефекта резонанса $\Delta\omega$.

Литература

[1] Л. И. Гудзенко, С. И. Яковленко. ЖЭТФ, *62*, 1686, 1972.
[2] S. E. Harris, D. B. Lidow. Phys. Rev. Lett., *33*, 676, 1974.
[3] В. Л. Лисица, С. И. Яковленко. ЖЭТФ, *66*, 1550, 1974.
[4] S. Geltman. J. Phys. B, *9*, L 569, 1976.
[5] R. W. Falcone, W. R. Green, J. C. White, J. F. Yong, S. E. Harris. Phys. Rev., *A15*, 1333, 1977.
[6] И. И. Собельман. Введение в теорию атомных спектров, 325. Физматгиз, М., 1963.
[7] Д. С. Бакаев, Ю. А. Вдовин. Опт. и спектр., *40*, 648, 1976.

Поступило в Редакцию 11 июля 1977 г.