Краткие сообщения по физике № 7-1986 г.

УДК 539.184.5

АППРОКСИМАЦИОННЫЕ ФОРМУЛЫ ДЛЯ СЕЧЕНИЙ И СКОРОСТЕЙ ПЕРЕДАЧИ МОМЕНТА РИДБЕРГОВСКИМ АТОМАМ ЗАРЯЖЕННЫМИ ЧАСТИЦАМИ

И.Л. Бейгман, М.И. Сыркин

Даны аппроксимационные выражения для сечений и скоростей переходов в ридберговских атомах без изменения главного квантового числа при столкновениях с заряженными частицами.

Сечения передачи момента ридберговским атомам заряженными частицами исследовались экспериментально в работе /1/ и теоретически в /2–6/. Для области больших скоростей заряженной частицы $v > v_0$ (где $v_0 = 2{,}19 \cdot 10^8$ см/с – атомная единица скорости) применимо борновское приближение, подробно рассмотренное в /3–5/. Суммарное сечение передачи момента, как показывает сравнение с экспериментом, вплоть до скоростей v_0/n (n – главное квантовое число атомного электрона) удовлетворительно описывается нормированным борновским приближением /6/. Экспериментальные данные для сечений переходов с заданным изменением углового момента $\Delta l = l - l_0$ (где l_0, l – угловой момент начального и конечного состояний соответственно) отсутствуют. Численные расчеты этих сечений методом сильной связи были проведены в /6/. Там же была предложена модель "полубесконечной" системы, дающая аналитические выражения для вероятностей переходов, удовлетворительно согласующиеся с численными расчетами.

В связи с тем, что для ряда приложений необходимы также скорости переходов, т.е. величины $\langle v\sigma \rangle$, усредненные по максвелловскому распределению, в настоящей статье предлагаются аппроксимационные формулы для сечений и скоростей переходов, охватывающие область как малых, так и больших скоростей (температур) заряженных частиц. В области больших скоростей указанные формулы переходят в соответствующие аппроксимационные формулы борновского приближения /6/. В статье используются атомные единицы с единицей Ry для энергии.

Сечения. Суммарное сечение перехода с данного уровня nl_0 на все уровни с $l > l_0$ (с тем же значением n), как было показано в /6/, удовлетворительно описывается нормированным борновским приближением с дипольным потенциалом:

$$\sigma_t = 2\pi \int \overline{W}_B(\rho,v)\,\rho\,d\rho, \quad \overline{W}_B = W_B/(1+W_B),$$
$$W_B(\rho,v) = (2\lambda)^2(1+\pi\beta)e^{-2\beta}, \quad \lambda = \overline{d}/\rho v, \quad \beta = \omega\rho/v, \tag{1}$$
$$\overline{d} = n^2\epsilon_1 \frac{\sqrt{3}}{2}\left[\frac{l_0+1}{2l_0+1}\right]^{1/2}, \quad \epsilon_1 = [1-(l_0+1)^2/n^2]^{1/2},$$

где ρ – прицельный параметр; v – скорость возмущающей частицы; ω – частота перехода $l_0 \to l_0+1$. На основании (1) полное сечение σ_t можно рассчитывать по аппроксимационной формуле

$$\sigma_t = \pi a_0^2 n^4 f D \ln[1+(x/\delta)^2/(1+D)], \quad D = (2d_0)^2(n/x)^2,$$
$$d_0 = \overline{d}/n^2, \quad f = 1 + 0{,}19\ln^2[1+3{,}55(\overline{x}/x)^4], \tag{2}$$

где $a_0 = 0{,}58 \cdot 10^{-8}$ см – атомная единица длины; $x = vn/v_0$ – приведенная скорость; $\overline{x} = (2\overline{d}\delta/n)^{1/3}$ – оценка положения максимума сечения; δ – квантовый дефект состояния, уход из которого рассматривается.

Можно использовать кроме (2) также формулу, аналогичную двухпараметрическим аппроксимациям /7/, с параметрами

$$c = 3\epsilon_1^2\,(l_0 + 1)/(2l_0 + 1), \quad \varphi = (2d_0\delta/n)\ln(0{,}736 d_0 n/\delta).$$

Для описания переходов с фиксированной передачей момента Δl нормированное борновское приближение оказывается недостаточным. Поэтому воспользуемся моделью "полубесконечной" системы сильной связи, справедливой в области скоростей $v \sim v_0/n$, в которой рассматриваются дипольные переходы из состояния l_0 в состояния $l > l_0$ с одинаковой энергией, отделенные от l_0 энергетическим интервалом $2\delta/n^3$. Тогда, согласно /6/, для сечения перехода $\sigma_{\Delta l}$ имеем:

$$\sigma_{\Delta l} = 2\pi\int W_{\Delta l}(\rho,v)\,\rho d\rho, \quad W_{\Delta l} = [\,(\Delta l/2\lambda)\,I_{\Delta l}(4\lambda)\,]^2\,\overline{W}_B(\rho,v), \tag{3}$$

где $\overline{W}_B(\rho,v)$ – нормированная борновская вероятность, определенная в (1); $I_{\Delta l}(4\lambda)$ – функция Бесселя. Из формулы (3) следует, что суммарное сечение ухода с уровня l_0, т.е. $\sum\limits_{\Delta l}\sigma_{\Delta l}$, равно нормированному сечению σ_t, что согласуется с (1).

Для $\sigma_{\Delta l}$ можно получить аппроксимационную формулу

$\Delta l = 1$:

$$\sigma_1 = \frac{\sigma_t}{1 + 0{,}19[\,(\overline{x}/x)^8 + 2(\overline{x}/x)^4\,](x/d_0 n)^2\,(\sigma_t/\pi a_0^2 n^4)};$$

$\Delta l > 1$:

$$\frac{\sigma_{\Delta l}}{\pi a_0^2 n^4} = \left(\frac{d_0 n}{x}\right)^2 \left(\frac{24}{\Delta l}\right)^3 \frac{1 + a\,(x/n)^2}{(\overline{x}_{\Delta l}/x)^8 + b\,(\overline{x}_{\Delta l}/x) + 1 + (x/n)^2}, \tag{4}$$

где $a = \dfrac{0{,}14}{d_0^2\Delta l}\,(2\Delta l + 1)\,(2l + 1)\begin{pmatrix} l_0 & l & \Delta l \\ 0 & 0 & 0\end{pmatrix}^2$, $\quad x_{\Delta l} = \dfrac{1{,}2}{\Delta l^{5/8}}\,(2d_0 n\delta)^{1/2}$, $\quad b = 2/(\Delta l - 1)$,

$x_{\Delta l}$ характеризует положение максимума сечения $\sigma_{\Delta l}$. В (4) учтено, что при высоких скоростях $\sigma_{\Delta l}$ описывается борновским приближением /5/.

Скорости передачи момента. Суммарная скорость ухода получается усреднением по максвелловскому распределению суммарного сечения $\kappa_t = \langle v\sigma_t\rangle$ и может быть представлена следующей аппроксимационной формулой:

$$\kappa_t = \pi a_0^2 n^4 v_0\,\frac{8d_0^2}{(\pi\theta)^{1/2}}\,g(\theta)\ln\left[1 + \frac{0{,}54\,(n^2\theta/\delta^2)}{1 + \theta}\right],$$

$$g(\theta) = [1 + 0{,}090\,(\delta/d_0^3 n\theta)^2]/[1 + 0{,}054\,(\delta/d_0^3 n\theta)^{3/2}], \tag{5}$$

где $\theta = T/M\,Ry$; T – температура; M – масса возмущающей частицы. Описание κ_t двухпараметрической формулой /7/ достигается с поправочным множителем к κ_t, равным $\eta = \theta^{3/4}/[6{,}67\,(\delta/n)^{3/4} + \theta^{3/4}]$, и параметрами $A = 6\epsilon_1^2\,(l_0 + 1)/(2l_0 + 1)$ и $\lambda = 0{,}11\ln(2\pi n/\delta)$.

Рассмотрим аппроксимационные формулы для скоростей с передачей момента Δl. Их можно представить в виде

$\Delta l = 1$:

$$\langle v\sigma_1\rangle = \frac{\langle v\sigma_t\rangle}{1 + \pi y^2/2 + (0{,}008y^8 + 0{,}009y^7)\,(\sqrt{\pi\theta}/2d_0^2)\,(\kappa_t/\pi a_0^2 n^4 v_0)},$$

$y = (2d_0\delta/n)^{1/2}$;

$\Delta l > 1$:

$$\frac{\langle v\sigma_{\Delta l}\rangle}{\pi a_0^2 n^4 v_0} = \frac{2d_0^2}{\sqrt{\pi\theta}}\,\frac{24}{\Delta l^3}\,\frac{1 + a\theta^2}{0{,}055y_1^8 + 0{,}072y_1^7 + \sqrt{\pi}y_1 + 1 + \theta^2}, \tag{6}$$

где $a = \dfrac{0{,}14}{d_0^2\Delta l}\,(2\Delta l + 1)\,(2l + 1)\begin{pmatrix} l_0 & l & \Delta l \\ 0 & 0 & 0\end{pmatrix}^2$, $\quad y_1 = 1{,}17y/(\Delta l)^{5/8}$.

Качество аппроксимаций (5), (6) иллюстрируется на рис. 1.

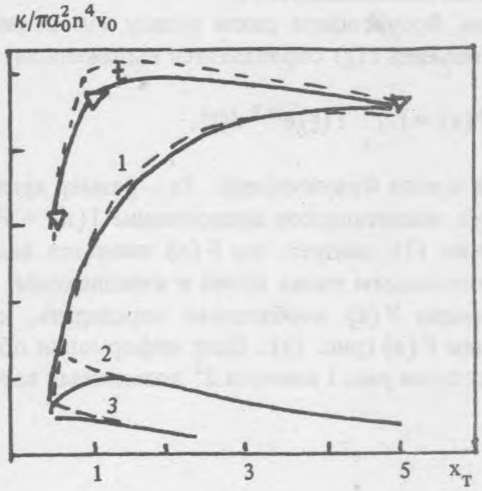

Рис. 1. Скорости передачи момента в Na, $n = 28$, $x_T = n\theta^{1/2}$: ——— – численный расчет; – – – – – аппроксимация (5), (6), $t - \kappa_t$, $1 - \kappa_1$, $2 - \kappa_2$, $3 - \kappa_3$; ∇ – двухпараметрическая аппроксимация /7/.

Сравнение с численными расчетами в диапазонах главного квантового числа $n \lesssim 500$, квантового дефекта $\delta \leqslant 1$ показало, что приведенные в статье аппроксимационные формулы характеризуются погрешностью в среднем ~ 30%.

ЛИТЕРАТУРА

1. Mac Adam K., Rolfes K., Crosby D. Phys. Rev. A, 24, 1286 (1981).
2. Демков Ю. Н., Островский В. Н., Соловьев Е. А. ЖЭТФ, 66, 125 (1974).
3. Shevelko V. P., Urnov A. M., Vinogradov A. V. J. Phys. B., 9, 2859 (1976).
4. Pereival I. C., Richards D. C. J. Phys. B., 10, 1447 (1977).
5. Бейгман И. Л., Сыркин М. И. Краткие сообщения по физике ФИАН, № 5, 18 (1983).
6. Бейгман И. Л., Сыркин М. И. ЖЭТФ, 89, 400 (1985).
7. Вайнштейн Л. А., Собельман И. И., Юков Е. А. Возбуждение атомов и уширение спектральных линий. М., Наука, 1979.

Поступила в редакцию 21 марта 1986 г.