

4. Ланда П. С., Бидихов С. А. Генерация ультразвука в пьезополупроводниках (в печати).
5. Kaliski S. Proceedings of vibrational problems, 9, 1, 1968.
6. Пономарев Ю. В., Ланда П. С. «Изв. ОНТИ», № 2, 1963.

Поступила в редакцию 31.3 1971 г.
После переработки 6.12 1971 г.

Кафедра
общей физики для мехмата

УДК

В. А. КВЛИВИДЗЕ, П. А. СВОТИН

ПЕРЕХОДЫ $2s \rightarrow 2p$ В АТОМЕ ВОДОРОДА ПРИ СТОЛКНОВЕНИИ С АТОМАМИ ИНЕРТНОГО ГАЗА

Проблема переходов в процессе столкновения из метастабильного состояния атома водорода $2s \rightarrow 2p$ давно привлекает внимание к себе в связи с изучением скорости распада метастабильного состояния [1, 2]. Партнером по столкновению обычно рассматривалась заряженная частица, при этом сечение принимало весьма большие значения. Взаимодействие с нейтральными частицами в основном состоянии считаем малым, а сечение порядка газокинетического размера атома [2]. Покажем, что в реакциях



где X — атом инертного газа в основном состоянии, сечение может на два порядка превышать газокинетический поперечник.

Поскольку кинетическая энергия частиц, даже при комнатной температуре, значительно превышает тонкое расщепление Δ уровня H с $n=2$, а прицельные расстояния ρ , при которых Δ порядка энергии взаимодействия, столь велики, что вкладом их в сечение можно пренебречь, то уровень будем считать вырожденным. Взаимодействие в системе рассматривается, как столкновение бесструктурной частицы с атомом H , в котором учтен только один четырехкратно вырожденный уровень, т. е. состояния с водородными волновыми функциями $\psi_{n,l,m}$ с $n=2$, $l=0,1$ и $m=0, \pm 1$.

В принятой модели $s \rightarrow p$ переходы осуществляются только при учете обменного взаимодействия $V_{обм} = 2\pi L' |\psi_{n,l,m}(R)|^2$, где R — межъядерное расстояние, много большее размеров атомов ($V_{обм}$ см., например, [1]).

Будем использовать метод прицельного параметра с прямолинейной траекторией. Система единиц — атомная.

В области скоростей $0,02 L' < v \leq 0,5 L'$ удобно раскладывать волновую функцию системы по функциям, связанным с вращающейся системой координат с осью квантования z , направленной по оси квазимолекулы (ось x перпендикулярна плоскости столкновений).

$$\Psi = \frac{1}{\sqrt{2}} \left[C_1 (\psi_{2,0,0} - \psi_{2,1,0}) + C_2 (\psi_{2,0,0} + \psi_{2,1,0}) + \right. \\ \left. + C_3 (\psi_{2,1,1} + \psi_{2,1,-1}) + C_4 (\psi_{2,1,1} - \psi_{2,1,-1}) \right] \exp \left(-i \int_0^t \frac{L'}{16} R^2 e^{-R} dt' \right). \quad (1)$$

Если из всех матричных элементов по обменному взаимодействию учесть только соответствующие высшей степени разложения по степеням R (а это справедливо, так как переходы осуществляются при больших R), то уравнения для амплитуд перехода C_i будут иметь вид

$$i \frac{dC_1}{dt} = \frac{L'}{16} R^2 e^{-R} C_1 - \frac{1}{\sqrt{2}} \frac{\rho v}{R^2} C_3, \\ i \frac{dC_2}{dt} = \frac{L'}{16} R^2 e^{-R} C_2 + \frac{1}{\sqrt{2}} \frac{\rho v}{R^2} C_3,$$

$$i \frac{dC_3}{dt} = - \frac{L'}{16} R^2 e^{-R} C_3 - \frac{1}{\sqrt{2}} \frac{\rho v}{R^2} (C_1 - C_2),$$

$$C_1(-\infty) = C_2(-\infty) \frac{1}{\sqrt{2}}. \quad (2)$$

Уравнение для C_4 отцепилось от системы. Члены $\sim \frac{\rho v}{R^2}$ отражают учет вращения оси квазимолекулы (ρ — прицельный параметр, v — относительная скорость). Система (2) аналитически не решается. Если пренебречь вращением оси, то (2) переходит в уравнения для резонансной перезарядки. В этом случае сечение $\sigma \approx \pi \rho_0^2$, где ρ_0 определяется из соотношения $\pi/2 \approx \frac{L'}{8v} \rho_0^{5/2} \exp(-\rho_0)$. При $E=1$ эв, оцененное таким образом сечение $\sigma \approx 10^2 a_0^2$. Однако, в широком диапазоне энергий член, связанный с вращением обменного порядка, должен быть учтен при вращении. Система (2) и сечение

$$\sigma = 2\pi \int_0^{\infty} \left(\frac{|C_1 - C_2|^2}{2} + |C_3|^2 \right) \rho d\rho \quad (3)$$

вычислялись на ЭВМ.

v/L'	0,02	0,03	0,04	0,05	0,1	0,2	0,3	0,4	0,45
$\sigma (a_0^2)$	150	134	114	107	72,5	32,6	13,8	9,2	7,3

Для $X=He$ $L' \approx 0,2$, так что при $E \approx 1$ эв $\sigma \approx 150 a_0^2$. Диапазон скоростей ограничен выбранным приближением при составлении системы (2). Для $\sqrt{\Delta} \ll \frac{v}{L'} < 0,02$ в (2) следует учитывать матричные элементы по обменному взаимодействию более низкой степени разложения. Для $0,5 L' < v \leq 1$ система (2) не пригодна. При быстром вращении оси квазимолекулы волновые функции следует разлагать по функциям, связанным с неподвижной системой координат. В этом случае амплитуды перехода рассчитанные по теории возмущений, имеют вид

$$C_3 = \frac{\rho^3}{8} \frac{L'}{v} \sqrt{\frac{\pi}{\rho}} e^{-\rho}; \quad C_4 = \frac{L'}{8v} \rho^2 e^{-\rho}, \quad (4)$$

а сечение

$$\sigma = 2\pi \int_0^{\infty} (|C_3|^2 + |C_4|^2) \rho d\rho \approx 1,7 \left(\frac{L'}{v} \right)^2. \quad (5)$$

ЛИТЕРАТУРА

- Смирнов Б. М. Атомные столкновения и элементарные процессы в плазме. М., Атомиздат, 1968.
- Чибисов М. И. «Оптика и спектроскопия», 27, 9, 1969.

Поступила в редакцию
27.11 1971 г.

НИИЯФ