

ИОНИЗАЦИЯ АТОМА ПРИ СТОЛКНОВЕНИИ С ВОЗБУЖДЕННЫМ
АТОМОМ

Б.М.Смирнов, О.Б.Фирсов

I. В данной работе вычислено сечение реакции



так что потенциал возбуждения атома A превышает потенциал ионизации I атома B . При этом использовано предположение, что сечение перехода (I) в основном определяется прицельными параметрами столкновения, значительно превышающими размеры сталкивающихся атомов. Переход (I) является важным процессом, происходящим в газоразряде

и газовом лазере [1-3]. Если атом A^* находится в метастабильном состоянии, реакция (I) называется эффектом Пеннинга и поддается экспериментальному исследованию [4-7]. В данной работе показано, что если атом A^* находится в резонансном возбужденном состоянии, из которого возможен переход в основное состояние в результате дипольного излучения, сечение процесса (I) будет больше, чем в случае эффекта Пеннинга. Это означает, что в результате столкновения с атомом В метастабильные A^* разрушаются труднее, чем атомы A^* в резонансном возбужденном состоянии.

2. При нахождении сечения процесса (I) будем считать, что относительная скорость столкновения атомов v много меньше характерной скорости электрона в атоме. В этом случае частота распада квазимолекулы $A^* + B$ $W(R)$ при данном расстоянии R между ядрами не зависит от скорости ядер и вероятность ионизации квазимолекулы $P(\rho, t)$ в момент t при столкновении с прицельным параметром ρ удовлетворяет уравнению:

$$\frac{dP(\rho, t)}{dt} = - [1 - P(\rho, t)] W(R). \quad (2)$$

Решив уравнение (2), найдем вероятность перехода (I) при столкновении с прицельным параметром ρ :

$$P(\rho) = 1 - \exp \left[- \int_{-\infty}^{+\infty} W(R) dt \right]. \quad (3)$$

При этом вероятность перехода (I) в единицу времени $W(R)$ в случае, когда R не меняется (частота оже-эффекта квазимолекулы), равна [8]:

$$W(R) = \frac{2\pi}{\hbar} |V_{12}(R)|^2 g_2, \quad (4)$$

где индексы 1 и 2 относятся к состоянию $A^* + B$ и $A + B^* + e$ квазимолекулы, g_2 - плотность конечных состояний. Здесь в качестве невозмущенного гамильтониана удобно выбрать сумму гамильтонианов взаимодействующих атомов, а в качестве возмущения V - потен-

циал взаимодействия этих атомов

$$V = e^2 \left(\frac{1}{R} + \frac{1}{|R - \vec{z}_A + \vec{z}_B|} - \frac{1}{|R - \vec{z}_A|} - \frac{1}{|R + \vec{z}_B|} \right), \quad (5)$$

где \vec{z}_A, \vec{z}_B - радиус-вектор атомного электрона, отсчитанный от ядра, соответствующего данному электрону, вектор \vec{R} соединяет ядра.

3. Мы рассматриваем случай, когда сечение процесса (I) определяется переходом при больших расстояниях между атомами, так что оператор возмущения (5) можно разложить по степеням $1/R$.

Представляют практический интерес два случая: когда A^* является метастабильным атомом и когда он соответствует резонансному возбужденному состоянию атома, из которого возможен переход в основное состояние в результате дипольного излучения. В первом случае матричный элемент, взятый от оператора (5) по волновым функциям основного и возбужденного состояния атома A , оказывается экспоненциально малым при больших расстояниях между атомами. Это приводит к слабой зависимости сечения распада метастабильного атома от скорости столкновения с другим атомом (оно пропорционально $v n^2 (\text{const}/v)$). Кроме того, по этой причине сечение перехода может оказаться недостаточно большим, что ограничивает применимость использованного в данной работе асимптотического метода для нахождения сечения эффекта Пеннинга.

4. Для перехода (I), когда возбужденное состояние A^* соответствует резонансному состоянию, в операторе (5) при больших R можно ограничиться диполь-дипольным взаимодействием:

$$V = \frac{e^2}{R^3} \left[\vec{z}_A \vec{z}_B - 3 (\vec{z}_A \vec{n})(\vec{z}_B \vec{n}) \right], \quad (6)$$

где \vec{n} - единичный вектор, направленный по \vec{R} . При вычислении сечения будем считать, что при столкновении атомы движутся по прямолинейным траекториям $\vec{R} = \vec{\rho} + \vec{v}t$ и что одно из состояний атома A соответствует \mathfrak{s} -состоянию, другое \mathfrak{p} -состоянию.

Проектируя направление момента \mathfrak{p} - электрона атома A на направле-

ние скорости и перпендикулярные ему направления, с помощью формул (3), (4), (6) найдем для каждого из трех возможных случаев сечение перехода $\sigma = \int_0^{\infty} 2\pi \rho d\rho P(\rho)$. Усредняя по направлению момента P -электрона, получим для сечения перехода (I) в рассматриваемом случае:

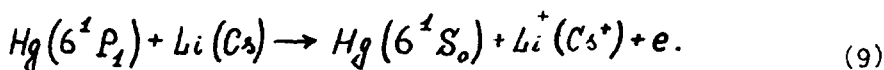
$$\sigma = \pi \Gamma\left(\frac{3}{5}\right) \left(\frac{e^2}{\hbar v}\right)^{2/5} a_0^2 \left[\frac{2}{3} C^{2/5} + \frac{1}{3} \left(\frac{7}{2} C\right)^{2/5} \right] = 5,7 a_0^2 \left(\frac{C e^2}{\hbar v}\right)^{2/5}. \quad (7)$$

Здесь $a_0 = \hbar^2/m e^2$ - радиус Бора, $C = (9c f_A \sigma_{\text{фот}}(\omega)/64 \omega^2) / (m^4 e^{10}/\hbar^9)$, так что c - скорость света, f_A - сила осциллятора для перехода $A^* \rightarrow A$, $\sigma_{\text{фот}}(\omega)$ - сечение фотоионизации атома B фотоном частоты ω . Поскольку обычно $c \sigma_{\text{фот}}$ порядка атомной величины, коэффициент C порядка единицы, так что сечение рассматриваемого перехода $\sim v^{-2/5}$, т.е. при малых скоростях столкновения оно много больше характерной атомной величины. Это оправдывает использование асимптотического метода, на основании которого выведена формула (7).

Полученный результат справедлив, если ширина функции распределения освобожденных электронов по энергии много меньше средней энергии этих электронов $\hbar\omega - I$ ($\hbar\omega$ - энергия возбуждения атома A , I - потенциал ионизации атома B). Ширина функции распределения электронов $\sim \hbar/\tau$, где τ - среднее время оже-эффекта квази-молекулы $A^* + B$. Поскольку для столкновений, вносящих основной вклад в сечение, время оже-эффекта совпадает со временем столкновения $\sim \rho/v$, вышеуказанное требование дает $\omega - I/\hbar \gg v/\rho$ или

$$\sigma \gg v^2 / \left(\omega - \frac{I}{\hbar}\right)^2. \quad (8)$$

5. Используем полученные результаты для нахождения сечения реакции



Эта реакция играет определенную роль в мГД-генераторе, работающем на литиево(цезиево)-ртутной смеси. Используя данные [9, 10] для силы осциллятора ртути и сечения фотоионизации лития и цезия, при

энергии относительного движения атомов 1500°K получим на основании формулы (7) величины сечений $1,02 \cdot 10^{-14} \text{ см}^2$ и $3,5 \cdot 10^{-15} \text{ см}^2$ в случае лития и цезия соответственно. Большая величина сечений указывает на справедливость метода, на основании которого они найдены.

Поступило в редакцию

28 сентября 1965 г.

Литература

- [1] Г.Месси, Е.Бархоп. Электронные и ионные столкновения. Изд. иностр. лит., 1958, стр. 369.
- [2] В.Беннет. Газовые лазеры. Изд-во "Мир", М., 1964.
- [3] J.V.Hasted. Physics of atomic collisions. Lond., 1964, p.464.
- [4] A.A.Kruithof, F.M. Penning. Physica, 4, 430, 1937.
- [5] A.A.Kruithof, M.J. Druyvesten. Physica, 4, 450, 1937.
- [6] G.Schut, J.A.Smith. Physica, 10, 440, 1943.
- [7] M.A. Biondi. Phys.Rev., 88, 660, 1952.
- [8] Л.Д.Ландау, Е.М.Лифшиц. Квантовая механика. Физматгиз, М., 1963, стр. 182.
- [9] С.Э.Фриш. Оптические спектры атомов. Физматгиз, М.-Л., 1963, стр. 613.
- [10] Сб.ст. "Атомные и молекулярные процессы". Изд-во "Мир", М., 1964, стр. 76.