

Письма в ЖЭТФ, том 12, стр. 177 – 181

20 августа 1970 г.

ОСЦИЛЛЯЦИЯ СЕЧЕНИЙ ПЕРЕЗАРЯДКИ В СИСТЕМЕ $\text{Na}^+ - \text{Ne}$

З.З. Латипов, А.А. Маноренко

В предыдущей работе [1] мы обнаружили структуру энергетической зависимости сечения процесса $\text{He}^{2+} + \text{He} \rightarrow \text{He}^+ + \text{He}^+$, которую приписали эффекту, связанному с пересечением терма $\text{He}^{2+} - \text{He}$ с термами систем $\text{He}^+(n) - \text{He}(1s)$.

и $\text{He}^{2+} - \text{He}^*(1s, n\ell)$. На основе анализа экспериментальных данных [2] в работе [3] предложена модель атомных столкновений, выясняющая условия осцилляции зависимости сечений неупругих процессов от энергии столкновения. С помощью этой модели можно получать некоторую информацию о термах квазимолекулы, образующейся при атомных столкновениях, исследуя эффективные сечения этих столкновений. В настоящей работе мы продолжаем изучение сечений ионно-атомных столкновений в области малых энергий, где наличие пересечений или резких сближений термов квазимолекулы может проявиться в виде структуры на сечениях неупругих процессов.

Эффективное сечение процесса перезарядки



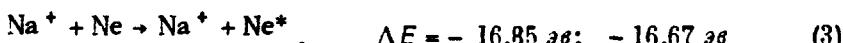
было изучено в интервале кинетических энергий иона Na^+ $400 \leq T \leq 2500 \text{ эв}$. Для нахождения эффективного сечения σ процесса (1) методом, описанном в [1], измерялись суммарные сечения σ_{Ne^+} образования ионов Ne^+ в процессе (1) и процессе ионизации



и сечение σ_e образования свободных электронов при столкновении $\text{Na}^+ - \text{Ne}$. Так как потенциалы ионизации Na^+ (47,5 эв) и двойной ионизации Ne (62,5 эв) значительно превышают по величине потенциал ионизации Ne (21,5 эв), в сечение σ_e в исследованном интервале T основной вклад вносит процесс (2). Поэтому сечение перезарядки (1) можно определить как разность $\sigma = \sigma_{\text{Ne}^+} - \sigma_e$. Основное внимание в настоящей работе уделялось точности определения функции $\sigma(T)$. На рис. 1 приведена полученная зависимость $\sigma(T)$. Ошибки (средние арифметические отклонения) в определении относительных сечений $\sigma(T)$ указаны на рис. 1 в виде усов. Абсолютную величину сечения при $T = 2000 \text{ эв}$ мы оцениваем в $1 \cdot 10^{-17} \text{ см}^2 (\pm 40\%)$.

Как видно из рис. 1, сечение σ перезарядки (1) осциллирует в зависимости от энергии T . График зависимости сечения от обратной скорости столкновения v^{-1} обнаруживает в пределах точности, с которой определены положения экстремумов, эквидистантность максимумов в координатах v^{-1} ; среднее расстояние между максимумами составляет $\Delta v^{-1} \approx 1,3 \cdot 10^{-8} \text{ сек/см}$.

В работе [4] была обнаружена осцилляция сечения возбуждения разонансовых линий атома Ne (736 и 744 Å) в процессах



в интервале энергий иона Na^+ $0,2 \leq T \leq 11 \text{ кэв}$. Максимумы сечений эквидистанты в координатах v^{-1} ; расстояние между максимумами составляет $\Delta v^{-1} = 2,6 \cdot 10^{-8} \text{ сек/см}$. Термы квазимолекулы $\text{Na}-\text{Ne}^+$, соответствующие системам $\text{Na} - \text{Ne}^+$ и $\text{Na}^+ - \text{Ne}^*$, где Ne^* представляет атомы Ne в состояниях $2p^5(2P_{1/2})3s$ и $2p^5(2P_{3/2})3s$, при больших межъядерных расстояниях близки; разность этих термов при $R \rightarrow \infty$ составляет 0,21 и 0,46 эв. Поэтому в предположении неадиабатического развития этих термов после их заселения в (1) и (3) и в согласии с моделью [3], в работе [4] предсказывается осцилляция сечения перезарядки (1) в противофазе с осцилляцией сечения (3).

Сопоставление сечения возбуждения (3) из работы [4] с полученным нами сечением (1) указывает на наличие регулярных осцилляций в сечениях каналов (1) и (3) в одном и том же интервале энергий столкновения. На рис. 1 сплошные стрелки нижнего ряда отмечают положения максимумов сечения перезарядки (1), пунктирные стрелки верхнего ряда — положение максимумов сечения возбуждения (3) из [4]. Видно, что максимумы сечения (1) смещены по отношению к максимумам (3). Однако имеется существенное различие в ходе двух сечений: частота осцилляции сечения перезарядки (1) приблизительно вдвое больше частоты осцилляции сечения возбуждения (3).

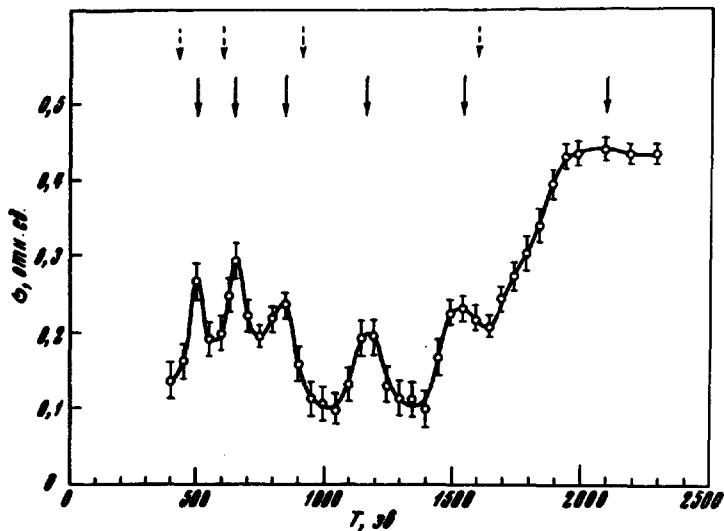


Рис. 1. Эффективное сечение перезарядки

Результаты настоящей работы в пределах точности измерений указывают на отсутствие регулярных осцилляций сечений других каналов, открывающихся при столкновении $\text{Na}^+ - \text{Ne}$ в нашем интервале энергий. Например, с большой точностью сечение σ_e меняется монотонно в изученном интервале T . Поэтому, несмотря на различие в частотах, осцилляции сечений каналов (1) и (3) кажутся взаимно связанными.

Отличие в частотах сечений (1) и (3) можно объяснить взаимодействием терма системы $\text{Na} - \text{Ne}^+$ при больших R с двумя термами $\text{Na}^+ - \text{Ne}^*$. Рассмотрим схему (рис. 2) термов квазимолекулы, образующихся при столкновении двух атомов. Пусть терм E_0 упругого канала (начальной системы) пересекает при R_0 термы E_1 , E_2 и E_3 неупругих каналов, терм E_1 пересекает при R_1 и R_2 термы E_2 и E_3 . Для полной вероятности W_i ($i = 1, 2, 3$) найти систему после столкновения в состоянии с термом E_i можно получить выражения:

$$W_1 = |\sigma_3(R_0)|^2(1-p_1)^2 + |\sigma_1(R_0)|^2p_1^2 + 2\operatorname{Re}\sigma_1(R_0)\sigma_3(R_0)p_1(1-p_1) \times \\ \times \cos[\phi_1(R_1) - \phi_3(R_1)], \quad (4)$$

$$W_2 = |\sigma_3(R_0)|^2p_1^2(1-p_2)^2 + |\sigma_1(R_0)|^2(1-p_1)^2(1-p_2)^2 + |\sigma_2(R_0)|^2p_2^2 + \\ + 2\operatorname{Re}\sigma_3(R_0)\sigma_1(R_0)p_1(1-p_1)(1-p_2)^2 \cos[\phi_1(R_1) - \phi_3(R_1)] +$$

$$\begin{aligned}
& + 2 \operatorname{Re} \alpha_2(R_0) \alpha_3(R_0) p_1 p_2 (1 - p_2) \cos [\phi_2(R_2) - \phi_3(R_2)] + \\
& + 2 \operatorname{Re} \alpha_1(R_0) \alpha_2(R_0) p_2 (1 - p_1) (1 - p_2) \cos [\phi_1(R_1) + \phi_2(R_2) + \phi_3(R_2) - \\
& - \phi_3(R_1)], \quad (5)
\end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
W_3 = & |\alpha_3(R_0)|^2 p_1^2 p_2^2 + |\alpha_1(R_0)|^2 (1 - p_1)^2 + |\alpha_2(R_0)|^2 (1 - p_2)^2 + \\
& + 2 \operatorname{Re} \alpha_1(R_0) \alpha_3(R_0) p_1 p_2 (1 - p_1) \cos [\phi_1(R_1) - \phi_3(R_1)] + \\
& + 2 \operatorname{Re} \alpha_2(R_0) \alpha_3(R_0) p_1 p_2 (1 - p_2) \cos [\phi_2(R_2) - \phi_3(R_2)] + \\
& + 2 \operatorname{Re} \alpha_1(R_0) \alpha_2(R_0) (1 - p_1) (1 - p_2) \cos [\phi_1(R_1) + \phi_2(R_2) + \phi_3(R_2) - \\
& - \phi_3(R_1)], \quad (6)
\end{aligned}$$

где $\alpha_i(R_0)$ — начальные амплитуды заселения термов E_i ; p_1 и p_2 вероятности перехода (Ландау — Зинера) между термами при R_1 и R_2 ; $\phi_i(R)$ — изменение фазы в интервале $R - R_0$. Так как аргументы косинусов в (4), (5) и (6) не зависят от параметра удара, то по этим же законам будут осциллировать соответствующие эффективные сечения. Вероятность W_3 в нашем случае соответствует вероятности перезарядки (1), вероятность W_1 — вероятности возбуждения линии 736 Å в процессе (3). Из (4), (5) и (6) видно, что в результате пересечения термов трех неупругих каналов при $R_1, R_2 > R_0$, сечения этих каналов осциллируют с разными частотами. Например, частота осцилляции W_3 может превышать частоту W_1 .

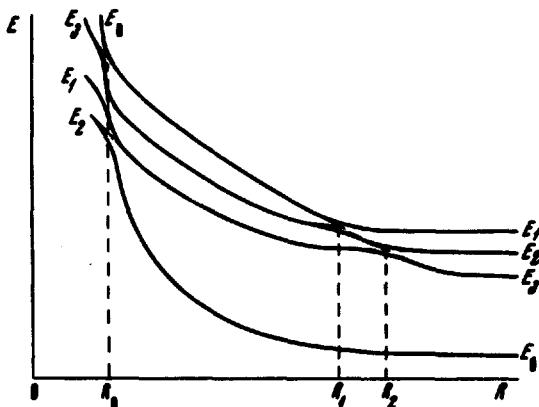


Рис. 2. Схема термов квазимолекулы

Связь между сечениями (1) и (3) подтверждает неадиабатическое поведение термов $\text{Na} - \text{Ne}^+$ и $\text{Na}^+ - \text{Ne}$ при больших R и позволяет по известной абсолютной величине сечения (1) оценить величину сечений возбуждения (3).

Авторы выражают благодарность профессору Н.В.Федоренко за обсуждение и постоянный интерес к настоящей работе.

Физико-технический институт
им. А.Ф.Иоффе
Академии наук СССР

Поступила в редакцию
8 июля 1970 г.

Литература

- [1] З.З.Латыпов, И.П.Флакс, А.А.Шапоренко. ЖЭТФ, 57, 1987, 1969.
 - [2] S.Dvoretsky, R.Novick. Phys. Rev. Lett., 23, 1484, 1969.
 - [3] H.Rosenthal, H.Foley. Phys. Rev. Lett., 23, 1480, 1969.
 - [4] С.В.Бобашев. Письма в ЖЭТФ, 11, 389, 1970.
-