

## АСИМПТОТИЧЕСКАЯ ТЕОРИЯ ПРОХОЖДЕНИЯ БЫСТРЫХ ДВУХАТОМНЫХ ИОНОВ ЧЕРЕЗ ТОНКИЕ ПЛЕНКИ

*Ю.В.Кононец, Н.К.Джаманкызов*

На основе теории многократного рассеяния сформулированы общие закономерности прохождения быстрых ионов типа  $\text{H}_2^+$  и  ${}^4\text{HeH}^+$  через тонкие пленки. Показано существование двух асимптотических режимов, для каждого из которых установлена явная зависимость количества прошедших ионов от толщины пленки. Демонстрируется замечательное согласие теории с экспериментом.

1. Как известно <sup>1</sup>, при временах пролета  $\tau > 10^{-15}$  с через пленку многократное рассеяние на атомах вещества играет фундаментальную роль, являясь тем механизмом, который противодействует кулоновскому отталкиванию между ядрами кластера и обеспечивает существование фракции с малыми относительными скоростями и расстояниями. При захвате электронов на выходе из пленки эта фракция может вновь образовать молекулярные ионы в связанном состоянии. В этом и заключается физика так называемого *R*-режима прохождения молекулярных ионов через вещество <sup>1</sup>.

Численное моделирование процесса „реконструкции” быстрых ионов  $\text{H}_2^+$  на выходе из углеродных пленок <sup>1</sup>, хотя и привело к удовлетворительному согласию с экспериментом, не позволило установить общие закономерности явления. Выяснению этих закономерностей для ионов типа  $\text{H}_2^+$  и  ${}^4\text{HeH}^+$  и посвящено настоящее сообщение.

2. При заметных толщинах пленки, когда среднее межядерное расстояние в дикластере превышает межатомное, акты рассеяния каждого из „голых” ядер кластера на атомах вещества являются независимыми и кинетическое уравнение для функции распределения  $f(r, v, t)$  ядер кластера по относительным скоростям  $v$  и координатам  $r$  в приближении Фоккера – Планка имеет вид

$$\frac{\partial f}{\partial t} + v \frac{\partial f}{\partial r} + \frac{F(r)}{\mu} \frac{\partial f}{\partial v} = \lambda \Delta_{v_1} f. \quad (1)$$

Здесь  $\mu = m_1 m_2 / (m_1 + m_2)$  – приведенная масса,  $v_1$  – компонента относительной скорости, перпендикулярная скорости  $V_0$  ионов в падающем пучке. Сила  $F$  состоит из двух слагаемых

$$F(r) = \frac{Z_1 Z_2 e^2}{r^2} \frac{r}{r} + \mu Z_1 Z_2 \left[ \frac{F_{12}^w(r)}{m_2} - \frac{F_{21}^w(r)}{m_1} \right], \quad (2)$$

первое из которых есть сила кулоновского взаимодействия, а второе – сила так называемого кильватерного взаимодействия <sup>2</sup> между ядрами кластера. Влияние собственно сил торможения на относительное движение ядер в интересующих нас случаях пренебрежимо мало.

Константа  $\lambda$  связана с параметрами вещества пленки и ядер кластера соотношением

$$\lambda = \lambda_1 + \lambda_2 = \frac{\pi N Z^2 e^4}{V_0} \left( \frac{Z_1^2}{m_1^2} + \frac{Z_2^2}{m_2^2} \right) \ln \left\{ NL \frac{7,14 \pi Z^{w3} \hbar^2 Z_1^2}{m^2 V_0^2 \epsilon} \left( \frac{Z_2}{Z_1} \right)^\gamma \right\}, \quad (3)$$

где  $N$  – плотность атомов пленки,  $Z$  – их зарядовый номер,  $L$  – толщина пленки в направлении падения,  $m$  – масса электрона,  $\epsilon$  – основание натуральных логарифмов,  $\gamma = 2 / [1 + (Z_1 m_2 / Z_2 m_1)^2]$ . При выводе (3) использованы известные выражения для угла многократного рассеяния нерелятивистских частиц в моноатомном веществе <sup>3</sup>.

3. Для процесса рекомбинации электронов на кластере с образованием связанного состояния молекулярного иона существенна область малых  $r$  и  $v$ , где вероятность  $W$  такого процесса факторизуется

$$W = X(V_0) Y(r) \quad (4)$$

и не зависит от относительной скорости  $v$ . Таким образом, вероятность реконструкции молекулярного иона определяется выражением

$$T = X(V_0) \int Y(r) f(r, v, \tau) d^3 r d^3 v. \quad (5)$$

$$\mu v^2 / 2 + U(r) < 0.$$

Здесь  $U(r)$  – эффективный потенциал межядерного взаимодействия в молекулярном ионе,  $\tau = L / V_0$  – время пролета кластера через пленку.

4. Пусть в момент времени  $t = 0$  молекулярный ион влетает в пленку и теряет связывающие его электроны. Начальная скорость разлета ядер мала и не играет роли в рассматриваемой задаче.

Анализ уравнения (1) показывает, что при

$$\tau > t_0 = \frac{Z_1 Z_2 e^2}{12 \lambda \mu \bar{r}_0} \quad (6)$$

( $\bar{r}_0$  – среднее расстояние между ядрами кластера при  $t = 0$ ) его решение в основной облас-

ти интегрирования в (5) не зависит от  $r_{\perp}$  и  $v_{\perp}$  и дается выражением

$$f(r, v, \tau) = \frac{3}{8\pi^2 \lambda^2 \tau^4} \int_0^{\infty} dr_0 f_0(r_0) \int_0^{\pi} d\theta_0 \sin \theta_0 \delta(v_{\parallel} - v_{\parallel}(r_0, \theta_0)) \delta(r_{\parallel} - r_{\parallel}(r_0, \theta_0, \tau)), \quad (7)$$

где  $v_{\parallel}(r_0, \theta_0)$  и  $r_{\parallel}(r_0, \theta_0, \tau)$  — продольные компоненты относительной скорости и расстояния, приобретаемые за время  $\tau$  парой разлетающихся ядер в зависимости от начального расстояния  $r_0$  и угла  $\theta_0$  между  $r_0$  и  $V_0$  ( $v_{\parallel}(r_0, \theta_0) \equiv v_{\parallel}(r_0, \theta_0, \tau = \infty)$ ), поскольку при  $\tau > t_0$  эта компонента скорости, как правило, достигает своего значения при  $\tau = \infty$ ,  $f_0(r_0)$  — начальная функция распределения по  $r_0$ .

При вычислении  $T$  (5) с помощью (7) нетрудно убедиться, что в условиях (6) основной вклад в ответ дает область значений  $\theta_0$ , близких к  $\pi/2$ , где

$$v_{\parallel}(r_0, \theta_0) \cong v(r_0)[\theta_0 - \theta_0^*(r_0)], \quad r_{\parallel}(r_0, \theta_0, \tau) \cong r(r_0, \tau)[\theta_0 - \theta_0^*(r_0)]. \quad (8)$$

Здесь  $\theta_0^*(r_0)$  — значение угла, при котором  $v_{\parallel}(r_0, \theta_0)$  и  $r_{\parallel}(r_0, \theta_0, \tau)$  обращаются в нуль. Окончательный результат имеет вид

$$T = \frac{3X(V_0)}{2\lambda^2 \tau^4} \left\{ \frac{2}{3} \int_0^{\infty} \frac{dr_0 f_0(r_0)}{v(r_0)} \int dRRY(R) \left| \frac{2}{\mu} U(R) \right|^{3/2} + \right. \\ \left. \left| \frac{2}{\mu} U(R) \right|^{1/2} / R < v(r_0) / r(r_0, \tau), \quad U(R) < 0 \right. \\ \left. + \int_0^{\infty} \frac{dr_0 f_0(r_0)}{r(r_0, \tau)} \int dRR^2 Y(R) \left[ \frac{2}{\mu} |U(R)| - \frac{1}{3} \left( R \frac{v(r_0)}{r(r_0, \tau)} \right)^2 \right] \right\}. \quad (9) \\ \left| \frac{2}{\mu} U(R) \right|^{1/2} / R > v(r_0) / r(r_0, \tau), \quad U(R) < 0$$

5. Выражение (9) показывает, что в условиях (6) могут существовать два режима прохождения ионов через пленку. Обозначим через  $R^*$  значение  $R$ , в котором потенциал  $U(R)$  имеет минимум. Поскольку при больших  $\tau$   $r(r_0, \tau) \approx v(r_0)\tau$ , из (9) ясно, что при

$$t_0 < \tau < t_1 = R^* \left| \frac{2}{\mu} U(R^*) \right|^{-1/2} \quad (10)$$

$$T \sim \lambda^{-2} \tau^{-4}. \quad (11)$$

С другой стороны, если  $\tau \gg t_1$ , то

$$T \sim \lambda^{-2} \tau^{-5}. \quad (12)$$

6. В Аргоннской национальной лаборатории выполнены прецизионные эксперименты по прохождению ионов  ${}^4\text{HeH}^+$  с энергией  $0,8 \div 3,63$  МэВ через углеродные пленки при временах пролета  $(1,5 \div 8) \cdot 10^{-15}$  с. В этом случае  $t_0 \approx 3 \cdot 10^{-15}$  с,  $t_1 \approx 8 \cdot 10^{-15}$  с и, следовательно, значительная часть экспериментальных данных попадает в область первого асимптотического режима (11).

Из (3), (9) легко получить конкретное выражение для  $T$ , как функции толщины  $L$  (в единицах  $\text{мкг}/\text{см}^2$ ) углеродной пленки и энергии  $E$  (в единицах МэВ) падающих ионов  ${}^4\text{HeH}^+$ ,

$$T(L, E) = H(E) / \left[ \left( \frac{L}{E} \right)^2 \ln \left( 20,8 \frac{L}{E} \right) \right]^2. \quad (13)$$

Значения функции  $H(E)$  могут быть определены по экспериментальным точкам, отвечающим наибольшему  $L$  при фиксированном  $E$ .

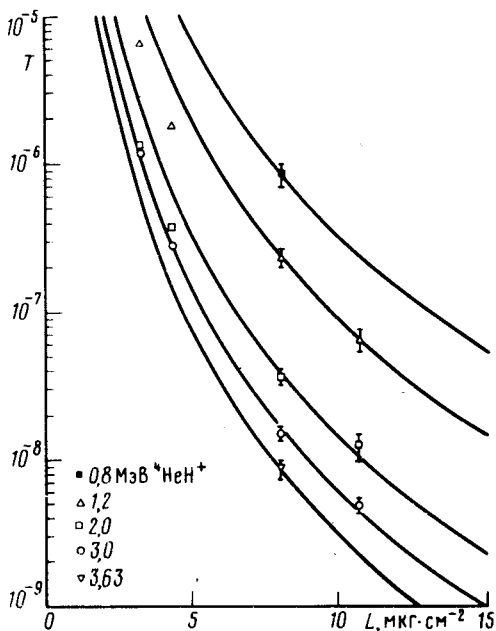


Рис. 1

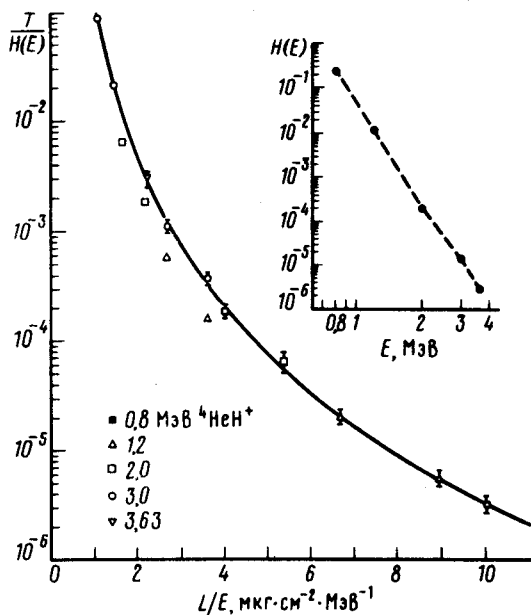


Рис. 2

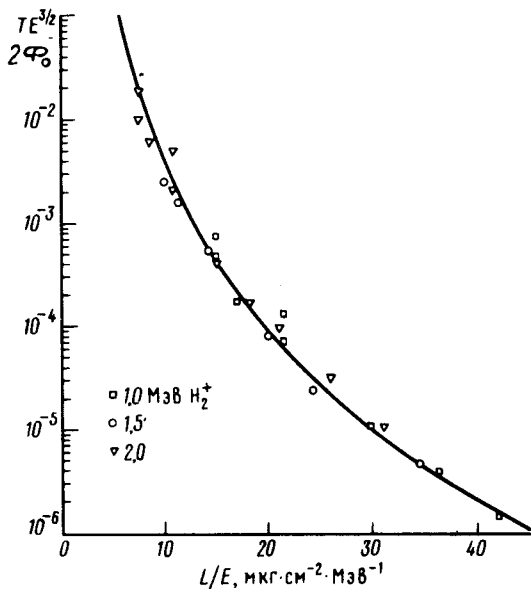


Рис. 3

На рис.1 проведено сравнение вычисленных таким образом зависимостей  $T(L, E)$  с экспериментальными результатами <sup>4</sup>. Отношение  $T(L, E)/H(E)$ , являющееся универсальной функцией от  $L/E$ , представлено на рис.2. Как видно из рис.2, выход экспериментальных точек на универсальную кривую с ростом  $\tau$  происходит снизу, что отражает факт влияния кулоновских сил отталкивания, при малых  $\tau$  уменьшающих  $T$  по сравнению с его асимптотическим значением. В области же  $t_0 < \tau < t_1$  кривые демонстрируют замечательное согласие теории с экспериментом.

7. Наиболее точные экспериментальные данные по прохождению ионов  $H_2^+$  через вещество относятся к области действия второго асимптотического режима (12) и получены Лионской группой<sup>5</sup>.

Соотношение (4) в этом случае имеет вид<sup>1</sup>

$$W = 2 [Z_g(r)]^5 \Phi_0(V_0), \quad (14)$$

где  $Z_g(r)$  характеризует эффективный заряд двухпротонного кластера при захвате электрона в  $1s\sigma_g$ -состояние, а  $\Phi_0(V_0)$  есть вероятность захвата электрона единичным протоном. В предположении, что  $\chi(r_0)$  в (8), (9) слабо зависит от  $V_0$ , теория дает тогда, что универсальной функцией от  $L/E$  является величина

$$\frac{TE^{3/2}}{2\Phi_0} = \frac{C}{(L/E)^5 [\ln(6,32 L/E)]^2}. \quad (15)$$

Здесь  $L$  — толщина углеродной пленки в  $\text{мкг}/\text{см}^2$ ,  $E$  — энергия ионов  $H_2^+$  в МэВ.

Как видно из рис.3, экспериментальные точки, взятые из работы<sup>5</sup> для ионов  $H_2^+$  с энергией  $1 \div 2$  МэВ, прошедших через углеродные пленки толщиной  $15 \div 42 \text{ мкг}/\text{см}^2$ , хорошо укладываются на теоретическую зависимость (15).

#### Литература

1. Gue N. et al. Phys. Rev. Lett., 1980, 45, 613.
2. Каган Ю., Кононец Ю.В., Джаманкызов Н.К. ЖЭТФ, 1978, 74, 288.
3. Massey H.S.W. In "Advances in Electronics", ed. L.Marton, Academic Press, New York, 1952, vol. 4, p.39.
4. Cooney P.J. et al. Phys. Rev., 1981, A24, 746.
5. Gaillard M.J. et al. Nucl. Instrum. Methods, 1976, 132, 69.

Институт атомной энергии им. И.В.Курчатова

Фрунзенский политехнический институт

Поступила в редакцию

23 мая 1983 г.