

Молекулярный эффект в формировании энергетического спектра при прохождении низкоэнергетических ионов водорода сквозь ультратонкие углеродные фольги

Е. А. Гриднева¹⁾, В. А. Курнаев, Н. Н. Трифонов, С. К. Жданов

Московский инженерно-физический институт (Государственный университет) 115409 Москва, Россия

Поступила в редакцию 26 ноября 2002 г.

При исследовании энергетических спектров ионов, прошедших через ультратонкие алмазоподобные фольги, облучаемые ионами H^+ , H_2^+ и H_3^+ с энергий 2–12 кэВ/нуклон обнаружено существенное уширение энергетического спектра при увеличении массы падающих молекулярных ионов при их одинаковой скорости. Найдено, что приведенная к одинаковой скорости частиц полуширина спектра остается постоянной для каждого вида падающего иона независимо от толщины фольги.

PACS: 34.50.Dy

Эффекты, сопровождающие взаимодействие с веществом молекулярных ионов и кластеров, в последнее время стали одним из наиболее актуальных направлений исследований в области атомных столкновений в твердом теле [1], так как позволяют существенно расширить представления о механизмах взаимодействия с веществом этих частиц. Помимо неаддитивных по отношению к числу атомов в молекулярном ионе радиационных эффектов в веществе, весьма интенсивно исследуется влияние взаимной близости взаимодействующих с атомами мишени частиц (vicinage effect), кильватерный эффект, зарядовое состояние рассеянных в веществе частиц и другие эффекты. В случае прохождения молекулярных ионов, особенно простейших из них H_2^+ , через тонкие слои вещества [2–5] наиболее просто сравнивать результаты экспериментов с модельным рассмотрением. При энергиях, когда скорость частиц превышает боровскую, влияние первоначального атомного расстояния в падающем кластере попадающих в твердое тело атомов на энергетические спектры и другие параметры потока прошедших частиц получило адекватную теоретическую интерпретацию [3]. Однако в диапазоне низких энергий подобные исследования, по имеющимся у нас сведениям, не проводились.

Целью данной работы является исследование влияния числа атомов в молекулярных ионах водорода на удельные потери энергии и ширину энергетического спектра при облучении тонких фольг в диапазоне энергий порядка единиц кэВ на нуклон.

Измерения проводились на установке “Большой масс-монохроматор МИФИ” [6] с угловой расходимос-

тью пучка менее 0.4° и степенью моноэнергетичности 0.003. После прохождения фольги ионы анализировались по энергии автоматизированным энергоанализатором с апертурой $\Delta\phi_0 = 1.5^\circ$ и энергетическим разрешением 0.005. Давление в камере при проведении эксперимента составляло 10^{-7} торр. Остальные условия измерений соответствовали условиям, описанным в [7].

В качестве мишеней были использованы углеродные фольги с номинальными толщинами $L \approx 25 \text{ \AA}$, 40 \AA и 70 \AA и плотностью $2 \text{ г/см}^3 \pm 0.2 \text{ г/см}^3$.

Облучение проводилось ионами H^+ , H_2^+ и H_3^+ с энергией в диапазоне $2 \div 12$ кэВ на нуклон. После взаимодействия с фольгами наблюдались лишь протоны, образовавшиеся в результате диссоциации исходных ионов, потерявших часть энергии в веществе мишени. Положение максимума спектра прошедших частиц для разных молекулярных ионов с одинаковой начальной скоростью на нуклон совпадают (рис.1), что свидетельствует о том, что потери энергии для разных молекулярных ионов одинаковы. В пределах точности эксперимента измеренная зависимость наиболее вероятной энергии вылетающих частиц E_m от скорости линейна для разных фольг.

Из зависимости ширины спектра $\Delta E_{1/2}$ от начальной скорости ($E_0^{1/2}$) видно (рис.2), что для различных ионов с одинаковой начальной скоростью по мере увеличения числа атомов в ионе энергетический спектр уширяется, причем зависимость ширины спектра от скорости примерно линейна. Уширение спектра для двухатомных и трехатомных молекулярных ионов происходит как в сторону больших, так и меньших энергий без существенной асимметрии.

¹⁾e-mail: helen@plasma.mephi.ru

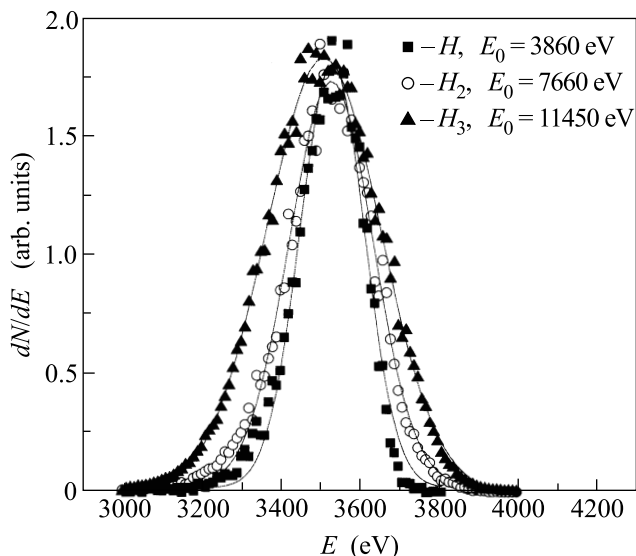


Рис.1. Энергетические спектры различных молекулярных ионов водорода при равной энергии на нуклон

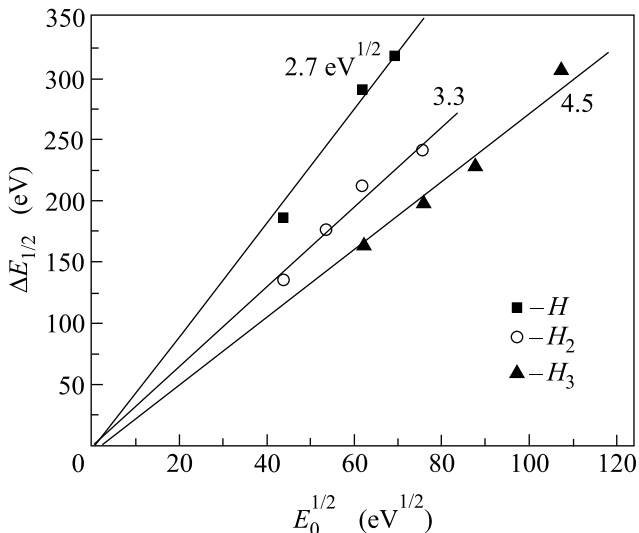


Рис.2. Полуширины энергетических спектров для алмазоподобной фольги с $L = 25 \text{ \AA}$ в зависимости от начальной скорости падающих частиц (в расчете на нуклон). Около кривых указаны значения $\Delta E_{1/2}/E_0^{1/2}$

Как было показано в [7], полуширина пика в данной области энергии водорода для протонов, регистрируемых в направлении падающего пучка ($\theta = 0$), может быть выражена следующим образом:

$$\Delta E_{1/2} \cong 2\sqrt{2 \ln 2} \sqrt{E_0} kL \left\{ \left(\frac{\Delta L}{L} \right)^2 + \frac{\bar{\varepsilon}^2(E_0)}{(\bar{\varepsilon}(E_0))^2} \cdot \frac{1}{L} \right\}^{1/2},$$

где ΔL – флуктуации толщины фольги, k – коэффициент пропорциональности в формуле зависимос-

ти тормозной способности от энергии, а последний член в фигурных скобках определяет относительные флуктуации потерь энергии при неупругих столкновениях. Как следует из [8], относительная флуктуация потерь энергии при неупругих столкновениях не зависит ни от толщины, ни от энергии, а только от материала. Поэтому для каждой из исследуемых фольг $\Delta E_{1/2}/\sqrt{E_0}$ не должно зависеть от энергии, что подтверждает эксперимент: это соотношение в пределах точности измерений (~ 0.05) является константой для любой из фольг. На рис.3 в качестве примера приведены определенные по спект-

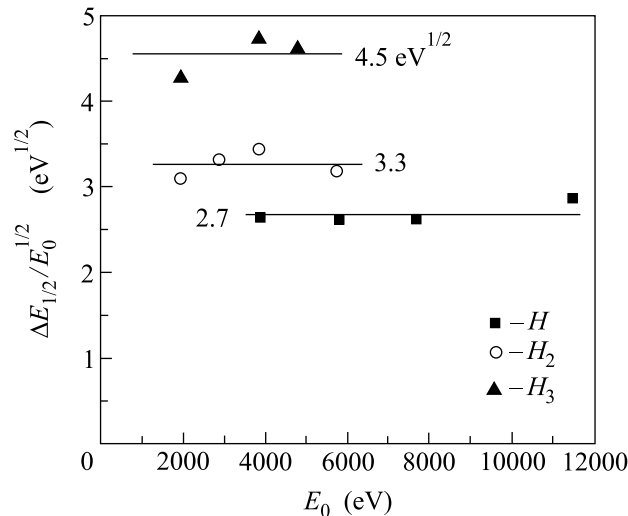


Рис.3. Значения $\Delta E_{1/2}/\sqrt{E_0}$ в зависимости от начальной энергии падающих частиц на нуклон для алмазоподобной фольги с $L = 25 \text{ \AA}$. Около кривых указаны значения $\Delta E_{1/2}/E_0^{1/2}$

рам, измеренным для фольги номинальной толщиной 25 \AA , значения $\Delta E_{1/2}/\sqrt{E_0}$ для атомных и молекулярных ионов разных энергий. Видно, что отношение $\Delta E_{1/2}/\sqrt{E_0} = \text{const}$ для каждого сорта ионов.

Если полуширину энергетического спектра представить в виде $\Delta E_{1/2}^* \sim \sqrt{E_0} \{ \Delta E_{1/2}^2 + \Delta E_{\text{mol}}^2 \}^{1/2}$, где $\Delta E_{1/2}$ – определенная выше полуширина энергетического спектра прошедших через фольгу протонов (в основном за счет флуктуации ее толщины), ΔE_{mol} – вклад за счет молекулярного эффекта, то наблюдается постоянство величины $\Delta E_{\text{mol}}/\sqrt{E}$. При сравнении спектров H^+ и H_2^+ $\Delta E_{\text{mol}}/\sqrt{E} = 2.1 \pm 0.3 \text{ \AA}^{1/2}$ для всех исследуемых фольг в диапазоне энергий 2–10 кэВ/нуклон. Сравнение спектров от ионов H^+ и H_3^+ для фольги с $L = 25 \text{ \AA}$ дает значение $\Delta E_{\text{mol}}/\sqrt{E} = 3.6 \pm 0.3 \text{ \AA}^{1/2}$.

Уширения спектров фрагментов молекулярных ионов может происходить за счет кулоновского от-

талкивания протонов, “внезапно” потерявших связывающий их электрон. Простой анализ этой ситуации для иона H_2^+ с кинетической энергией E_0 и энергией кулоновского отталкивания $I = e^2/r$, где r – межъядерное расстояние (с сохранением полной энергии и импульса после потери электрона), дает следующее выражение для разницы в энергиях частиц: $\Delta E^* \approx 2\sqrt{2}\sqrt{(I \cdot E_0)} \cos \alpha$, где α – угол между направлением движения центра масс иона H_2^+ и проведенной через центры ядер прямой. Таким образом, разница в энергиях фрагментов молекулярного иона ΔE^* должна линейно зависеть от скорости частиц, а величина $\Delta E^*/\sqrt{E}$ должна быть константой. Численное значение величины $\Delta E^*/\sqrt{E}$ зависит как от межъядерного расстояния молекулярного иона r_0 , отвечающего равновесной конфигурации иона с наименьшей энергией связи ($r_0 = 1.03 \text{ \AA}$ для H_2^+ и $r_0 = 0.86 \text{ \AA}$ для H_3^+), так и от ориентации первичного иона относительно поверхности мишени при подлете. Расчет максимально возможных потерь за счет кулоновского отталкивания показал, что для H_2^+ $\Delta E^*/\sqrt{E} = 2.16 \text{ эВ}^{1/2}$, а для иона H_3^+ $\Delta E^*/\sqrt{E} = 3.4 \text{ эВ}^{1/2}$, что совпадает с данными, полученными в эксперименте для величин $\Delta E_{\text{mol}}/\sqrt{E}$

, соответствующими вкладу “молекулярного” эффекта в ширину спектра.

В заключение авторы благодарят В. Х. Лихтенштейна за предоставление фольг для экспериментов, а Н. Н. Дегтяренко за *ab initio* расчеты устойчивых конфигураций ионов H_2^+ и H_3^+ .

1. N. R. Arista, Nucl. Instr. and Meth. **B164-165**, 108 (2000).
2. C. D. Denton et al., Nucl. Instr. and Meth. **B193**, 198 (2002).
3. C. D. Denton, R. Garcia-Molina, I. Abril, and N. R. Arista, Nucl. Instr. and Meth. **B135**, 50 (1998).
4. N. R. Arista et al., Phys. Rev. **A62**, 1261 (2000).
5. R. Garsia-Molina et al., Nucl. Instr. and Meth. **B164-165**, 310 (2000).
6. В. А. Курнаев, Е. С. Машкова, В. А. Молчанов, *Отражение легких ионов от поверхности твердого тела*, М.: Энергоатомиздат, 1985.
7. N. N. Koborov, A. I. Kuzovlev, V. A. Kurnaev et al., Nucl. Inst. and Meth. **B1997** 5.
8. В. Экштайн, *Компьютерное моделирование взаимодействия частиц с поверхностью твердого тела*, М.: Мир, 1995.