

УДК 539.186.3

## ВЛИЯНИЕ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ В КОНЕЧНОМ СОСТОЯНИИ НА СЕЧЕНИЕ ОДНОКРАТНОЙ ИОНИЗАЦИИ АТОМА ГЕЛИЯ МНОГОЗАРЯДНЫМИ ИОНАМИ

**Н.В. Новиков, В.С. Сенашенко**

(НИИЯФ)

E-mail: nov@ibrae.ac.ru

**Рассмотрено влияние взаимодействия частиц в конечном состоянии на зависимость дифференциального и полного сечений однократной ионизации от заряда налетающего иона. Показано, что источником слабой зарядовой зависимости сечений однократной ионизации является взаимодействие заряженных частиц в конечном состоянии.**

### Введение

Проблема описания зависимости полных и дифференциальных сечений различных элементарных процессов от величины и знака заряда налетающей частицы занимает одно из важных мест в физике атомных столкновений. На протяжении многих лет проводятся широкие экспериментальные и теоретические исследования зарядовой зависимости сечений процессов одноэлектронного и двухэлектронного возбуждения атома мишени, однократной и многократной ионизации, перезарядки и т. д. Наиболее полный материал накоплен о зарядовой зависимости сечений однократной ионизации нейтральных атомов бесструктурными и частично ионизованными ионами [1].

Экспериментальные исследования показали [2–6], что по мере увеличения заряда налетающего иона  $Z_p$  полное сечение однократной ионизации в области энергий столкновения  $1 \div 5$  МэВ/нукл. увеличивается медленнее, чем предсказывает расчет в первом борновском приближении. Для теоретического объяснения этого факта первоначально предполагалось, что в пределе  $Z_p \rightarrow \infty$  полные сечения должны стремиться к не зависящей от  $Z_p$  константе [7]. Достаточным условием для этого является унитарность амплитуды рассматриваемых процессов при  $Z_p \gg 1$  [4]. Однако такое предположение не имеет физического обоснования. Один из методов описания зарядовой зависимости сечений однократной и двукратной ионизации рассматривался в работе [8], где была предложена процедура перенормировки вероятности ионизации, в соответствии с которой ее величина как функция прицельного параметра при любых значениях заряда налетающего иона не превышала единицы.

Столкновения ионов с атомами сопровождаются рядом явлений, влияющих на зарядовую зависимость сечений ионизации. К ним относятся взаимодействие заряженных частиц в конечном состоянии, искажение начального состояния атома мишени полем налетающего иона, переходы через промежуточные возбужденные состояния. Результаты расчетов

как в приближении Глаубера [4], так и в CDW-EIS (Continuum Distorted Wave Eikonal Initial State) приближении [1, 9] описывают слабую зависимость сечений от заряда налетающего иона, но эти теоретические модели учитывают суммарное влияние нескольких из перечисленных выше факторов.

Теоретическая модель CDW-EIS [1, 9] учитывает как взаимодействие в конечном состоянии, так и искажение начального состояния атома мишени полем налетающего иона. Более того, волновая функция в эйкональном приближении (EIS) включает также влияние промежуточных возбужденных состояний на амплитуду ионизации, что соответствует частичному суммированию ряда теории возмущений [10]. Модель CDW-EIS описывает наблюдаемую слабую зарядовую зависимость сечения однократной ионизации. Однако дифференциальный оператор перехода не позволяет осуществить предельный переход от CDW-EIS-амплитуды к амплитуде плосковолнового приближения. Расчеты, пренебрегающих взаимодействием заряженных частиц в начальном состоянии, в рамках этой модели не проводилось. Поэтому остается открытым вопрос о физических причинах насыщения зарядовой зависимости сечений ионизации.

Для описания взаимодействия заряженных частиц в конечном состоянии в процессе однократной ионизации нейтральных атомов протонами была предложена теоретическая модель [11, 12], в которой волновая функция конечного состояния выбиралась в CDW-приближении, а движение налетающего иона, как и в первом борновском приближении, описывалось плоской волной (далее такую модель будем называть CDW-PWIS). Полученная в этих приближениях амплитуда однократной ионизации с учетом предположения, что основной вклад в нее дают асимптотически большие межъядерные расстояния, может быть представлена в виде произведения амплитуды в плосковолновом приближении на искажающий множитель, учитывающий взаимодействие заряженных частиц в конечном состоянии [12]. Другими словами, механизм перехода электрона в непрерывный спектр не изменяется (нет, например,

переходов через промежуточные возбужденные состояния). Для быстрых ион-атомных столкновений искажающий множитель, учитывающий взаимодействие заряженных частиц в конечном состоянии, стремится к единице, а амплитуда ионизации переходит в амплитуду в плосковолновом приближении. Таким образом, CDW-PWIS-модель описывает изменение зарядовой зависимости сечения однократной ионизации только путем учета взаимодействия в конечном состоянии. Позже рассматриваемая модель уточнялась в работе [13], где для столкновений с протонами численно оценивалась часть амплитуды, которой пренебрегается в приближении больших межъядерных расстояний, а также амплитуда ионизации, учитывающая взаимодействие рассеянного иона с ионом-остатком атома мишени и пассивным электроном.

Целью настоящей работы является выяснение причины слабой зарядовой зависимости сечений однократной ионизации на основе теоретического анализа соотношения сечений однократной ионизации, полученных в приближениях CDW-PWIS и CDW-EIS и в эксперименте.

## 1. Теория

Амплитуда ионизации атома гелия бесструктурными ионами с массой  $M_p$  и зарядом  $Z_p$  в приближении CDW-PWIS представляется в виде [12]

$$t_{\text{dir}} = \langle A[\varphi_{\mathbf{k}}(\mathbf{r}_1)\varphi_{1s}(\mathbf{r}_2)\Phi_{\mathbf{k}_{p1}}(\nu_{p1}, \mathbf{r}_{p1})] \times \Phi_{\mathbf{K}_f}(\nu_{pt}, \mathbf{R}) e^{i\mathbf{R}\mathbf{K}_f} |V| \varphi_0(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2) e^{i\mathbf{R}\mathbf{K}_i} \rangle, \quad (1)$$

где  $\mathbf{K}_i$  и  $\mathbf{K}_f$  — импульсы налетающего и рассеянного иона соответственно;  $\mathbf{k}$  и  $\mathbf{k}_{p1} = \mathbf{K}_f - \mathbf{k}$  — импульсы эжектируемого электрона относительно иона-остатка мишени и рассеянного иона;  $\mathbf{R}, \mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2$  — положения налетающего иона, выбитого и пассивного электронов относительно ядра атома мишени,  $\mathbf{r}_{p1} = \mathbf{R} - \mathbf{r}_1$  — положение выбитого электрона относительно рассеянного иона,  $\nu_{pt} = Z_p M_p / K_f$ ,  $\nu_{p1} = -Z_p (M_p + 1) / (M_p k_{p1})$  — кулоновские параметры,  $V = -Z_p / |\mathbf{R} - \mathbf{r}_1| - Z_p / |\mathbf{R} - \mathbf{r}_2|$  — оператор взаимодействия налетающего иона с электронами атома,  $A$  — оператор антисимметризации,  $\varphi_0(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2)$  — волновая функция основного состояния атома гелия,  $\varphi_{\mathbf{k}}(\mathbf{r}_1)$  — волновая функция, описывающая выбитый электрон в поле  $\text{He}^+(1s)$ ,  $\varphi_{1s}(\mathbf{r}_2)$  — волновая функция, описывающая  $1s$ -электрон иона-остатка атома мишени, а кулоновские факторы  $\Phi_{\mathbf{k}}(\nu, \mathbf{r})$  выражаются через специальные функции:

$$\Phi_{\mathbf{k}}(\nu, \mathbf{r}) = e^{-\pi\nu/2} \Gamma(1 - i\nu) {}_1F_1(i\nu, 1, -ikr - i\mathbf{k}\mathbf{r}).$$

В предположении, что  $\Phi_{\mathbf{K}_f}(\nu_{pt}, \mathbf{R}) \approx \Phi_{\mathbf{K}_f}(\nu_{pt}, \mathbf{r}_{p1})$  и основной вклад в ионизацию вносят большие межъядерные расстояния, вид амплитуды (1) упрощается:

$$t_{\text{dir}} = K_{\text{dir}}(\nu_{p1}, \nu_{pt}) \times \langle A[\varphi_{\mathbf{k}}(\mathbf{r}_1)\varphi_{1s}(\mathbf{r}_2)] e^{i\mathbf{R}\mathbf{K}_f} |V| \varphi_0(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2) e^{i\mathbf{R}\mathbf{K}_i} \rangle,$$

а множитель  $K_{\text{dir}}(\nu_{p1}, \nu_{pt})$ , учитывающий взаимодействие рассеянного иона с выбитым электроном и ионом-остатком мишени, вычисляется аналитически [12]. Волновая функция  $\varphi_{\mathbf{k}}(\mathbf{r})$ , описывающая выбитый электрон, ищется в виде разложения по полиномам Лежандра  $P_L[\cdot]$ :

$$\varphi_{\mathbf{k}}(\mathbf{r}) = \sum_L (2L + 1) \varphi_L(k, r) e^{i\delta_L(k)} P_L[(\mathbf{k}\mathbf{r})/kr], \quad (2)$$

где  $\varphi_L(k, r)$  — радиальная кулоновская волновая функция, а асимптотический фазовый сдвиг по отношению к кулоновской функции  $\delta_L(k)$  определяется в статическом приближении путем численного решения радиального уравнения Шрёдингера и учитывает некулоновскую часть поля иона-остатка  $\text{He}^+(1s)$ . При этом волновая функция выбитого электрона (2), полученная в статическом приближении, не учитывает ни обменных эффектов, ни поляризации иона-остатка мишени полем выбитого электрона. Наиболее сильно эти эффекты проявляются при малых импульсах  $k$ . Для того чтобы наиболее полно учесть влияние обменных и поляризационных эффектов, мы использовали при  $k < 1.6$  фазовые сдвиги  $\delta_L(k)$  при  $L = 0, 1, 2$  из работы [14]. Наши расчеты показали, что, начиная с  $k = 8-10$ , фазовые сдвиги  $\delta_L(k)$  при  $L = 0 \div 2$  уменьшаются с увеличением  $k$ , и при  $k > 100$  влиянием электрона иона-остатка на сечение ионизации можно пренебречь. Сумма (2) учитывает все слагаемые, но в соответствии с работой [14] для  $L > 2$  все  $\delta_L(k) = 0$ .

## 2. Результаты расчетов

В настоящей работе выполнены расчеты дифференциального и полного сечений однократной ионизации атома гелия бесструктурными ионами с энергией 1.4 и 2.5 МэВ/нукл. В расчетах использовалась волновая функция основного состояния  $\varphi_0(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2)$  в виде разложения по линейным комбинациям водородоподобных функций с различными эффективными зарядами [15].

Теоретические, вычисленные в различных приближениях, и экспериментальные сечения однократной ионизации атома гелия многозарядными ионами с энергией 1.4 МэВ/нукл. приведены на рис. 1. Видно, что с увеличением заряда налетающего иона сечения возрастают медленнее, чем  $Z_p^2$  (отношение  $\sigma/Z_p^2$  уменьшается). В первом борновском приближении  $\sigma/Z_p^2$  не зависит от  $Z_p$ , и поэтому теоретические и экспериментальные результаты, приведенные на рис. 1, свидетельствуют о его непригодности для описания ионизационных столкновений с многозарядными ионами в рассматриваемой области энергий. Расчеты, выполненные в работе [16] на основе приближения CDW-EIS и в настоящей

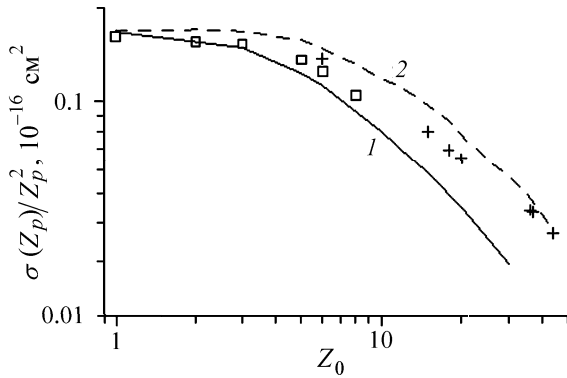


Рис. 1. Сечение однократной ионизации атома гелия многозарядными ионами с энергией 1.4 МэВ/нукл. (деленное на  $Z_p^2$ ): результаты настоящих расчетов в приближении CDW-PWIS (кривая 1) и расчетов в приближении CDW-EIS [16] (кривая 2); экспериментальные данные из работ [2] (квадраты) и [4] (крестики)

работе на основе приближения CDW-PWIS, дают качественно сходную зависимость сечения от  $Z_p$ . Количественные отличия сечений, полученных на основе этих двух моделей, связаны прежде всего с различиями описания взаимодействия налетающего иона и атома мишени, поэтому можно предположить, что именно взаимодействие заряженных частиц в конечном состоянии приводит к насыщению зарядовой зависимости сечений однократной ионизации.

Дифференциальное по углу эжекции сечение ионизации атома гелия ионами  $C^{6+}$  с энергией 2.5 МэВ/нукл. показано на рис. 2. Сравнение экспериментальных данных [17] и результатов расчета в первом борновском приближении позволяет выявить причины формирования слабой зарядовой зависимости полных сечений ионизации. Так, учет притяжения рассеянным ионом эжектируемых электронов приводит к увеличению дифференциальных сечений ионизации при малых углах эжекции и их уменьшению при больших углах. Однако увеличение сечений при малых углах эжекции не компенсирует их уменьшения при больших углах, что в результате

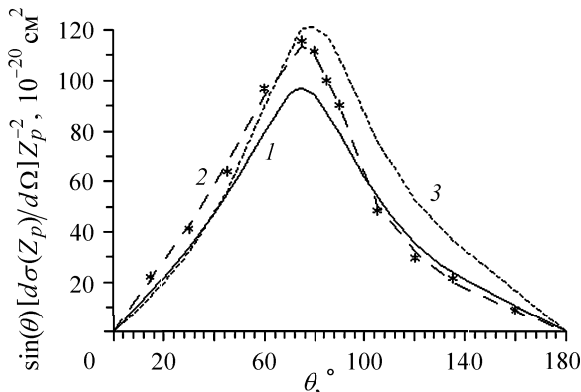


Рис. 2. Дифференциальное по углу эжекции сечение однократной ионизации атома гелия ионами  $C^{6+}$  с энергией 2.5 МэВ/нукл. (деленное на  $Z_p^2$ ): результаты настоящих расчетов в приближении CDW-PWIS (кривая 1), в приближении CDW-EIS [17] (кривая 2) и в борновском приближении [17] (кривая 3); экспериментальные точки взяты из работы [17]

дает более слабую зарядовую зависимость полного сечения однократной ионизации, чем в первом борновском приближении. Качественно такую зависимость можно объяснить тем, что ион-остаток атома мишени экранирует выбитые при больших углах эжекции электроны от рассеянного иона, и в результате нет полного перераспределения электронов по углам эжекции. Поскольку теоретические результаты в приближениях CDW-EIS [17] и CDW-PWIS учитывают взаимодействие заряженных частиц в конечном состоянии при аналогичных предположениях, то полученные в обеих моделях дифференциальные сечения ионизации одинаковым образом зависят от угла эжекции.

Асимметрия углового распределения дважды дифференциального сечения однократной ионизации  $d^2\sigma(E_e, \theta)$  при фиксированной энергии выбитого электрона  $E_e$  характеризуется безразмерным параметром

$$\alpha(E_e) = \frac{d^2\sigma(E_e, \theta = 0) - d^2\sigma(E_e, \theta = \pi)}{d^2\sigma(E_e, \theta = 0) + d^2\sigma(E_e, \theta = \pi)}, \quad (3)$$

где  $\theta$  — угол эжекции. При небольших энергиях выбитого электрона, которые дают основной вклад в дифференциальное по углу эжекции сечение  $d\sigma(\theta)$ , угловое распределение близко к изотропному, что соответствует малым значениям параметра (3). Однако с ростом  $E_e$  параметр  $\alpha(E_e)$  увеличивается, что приводит к усилению асимметрии дифференциальных сечений как функции угла эжекции. Отметим, что кроме взаимодействия заряженных частиц в конечном состоянии на величину параметра (3) влияет также некулоновская часть потенциала иона-остатка мишени.

На рис. 3 приводится параметр асимметрии углового распределения электронов, эжектируемых в столкновениях атома гелия с ионами  $C^{6+}$ , имеющими энергию 2.5 МэВ/нукл. Параметр асимметрии, рассчитанный в первом борновском приближении, существенно меньше экспериментальных значений и результатов расчетов, выполненных более точными

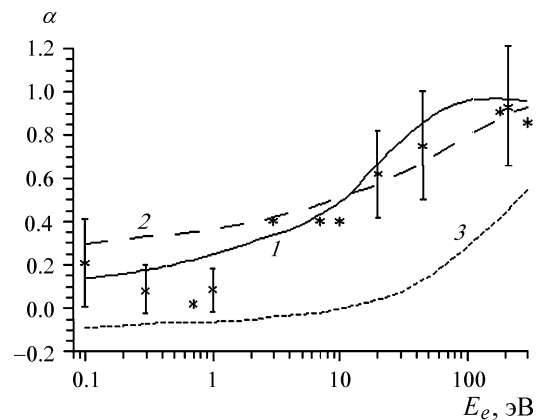


Рис. 3. Параметр угловой асимметрии дважды дифференциального сечения однократной ионизации атома гелия ионами  $C^{6+}$  с энергией 2.5 МэВ/нукл. Обозначения те же, что на рис. 2

методами. Это отличие связано с пренебрежением взаимодействием заряженных частиц в конечном состоянии. Расчеты параметра асимметрии на основе моделей CDW-EIS и CDW-PWIS дают результаты, близкие к экспериментальным, и качественно согласуются между собой.

### Заключение

Теоретический анализ, проведенный в настоящей работе, показал, что источником слабой зарядовой зависимости сечений однократной ионизации является взаимодействие заряженных частиц в конечном состоянии. Динамическая экранировка выбитых электронов ионом-остатком атома мишени и рассеянным ионом препятствует их перераспределению по углам эжекции, что приводит к более медленному возрастанию полного сечения ионизации с увеличением заряда налетающего иона. Сравнение полученных результатов с результатами расчетов в приближении CDW-EIS показало, что учет взаимодействия атома и налетающего иона также оказывает влияние на дифференциальные и полные сечения ионизации, но это не приводит к качественным изменениям зависимости сечений ионизации от  $Z_p$ .

Работа выполнена при поддержке программы «Университеты России — фундаментальные исследования» (грант 990287).

### Литература

1. *Stolterfoht N., DuBois R.D., Rivarola R.D.* Electron Emission in Heavy Ion-Atom Collisions. Berlin, Heidelberg: Springer-Verlag, 1997.

2. *Knudsen H., Andersen L.H., Hvelplund P.* et al. // J. Phys. B. 1984. **17**. P. 3545.
3. *Be S.H., Tonuma T., Kumagai H.* // J. Phys. B. 1986. **19**. P. 1771.
4. *McGuire J.H., Muller A., Schuch B.* et al. // Phys. Rev. 1988. **A35**. P. 2479.
5. *Woitke O., Zavadsky P.A., Ferguson S.M.* et al. // Phys. Rev. 1998. **A57**. P. 2692.
6. *Matsuo T., Kohno T., Makino S.* et al. // Phys. Rev. 1999. **A60**. P. 3000.
7. *Brendle B., Gayet R., Rozet J.P., Wohrer K.* // Phys. Rev. Lett. 1985. **54**. P. 2007.
8. *Sidorovich V.A., Nikolaev V.S.* // J. Phys. B. 1983. **16**. P. 3243.
9. *Fainstein P.D., Ponce V.H., Rivarola R.D.* // J. Phys. B. 1991. **24**. P. 3091.
10. *Reinhold C.O., Miraglia J.E.* // J. Phys. B. 1987. **20**. P. 1069.
11. *Годунов А.Л., Куникеев Ш.Д., Милеев В.Н., Сенашенко В.С.* // ЖТФ. 1983. **53**. С. 436.
12. *Годунов А.Л., Куникеев Ш.Д., Новиков Н.В., Сенашенко В.С.* // ЖЭТФ. 1989. **96**. С. 1638.
13. *Godunov A.L., Schipakov V.A., Schulz M.* // J. Phys. B. 1998. **31**. С. 4943.
14. *Oza D.H.* // Phys. Rev. 1986. **A33**. P. 824.
15. *Новиков Н.В., Сенашенко В.С.* // Вестн. Моск. ун-та. Физ. Астрон. 2000. № 6. С. 37.
16. *Fainstein P.D., Gulyas L., Dubois A.* // J. Phys. B. 1998. **31**. P. L171.
17. *Tribedi L.C., Richard P., Wang Y.D.* et al. // Phys. Rev. 1998. **A58**. P. 3619.

Поступила в редакцию  
19.12.01

## РАДИОФИЗИКА

УДК 621.385.6

### СЕЛЕКЦИЯ МОД ПО ПОТЕРЯМ В МАЗЕРЕ НА ЦИКЛОТРОННОМ АВТОРЕЗОНАНСЕ С ОТКРЫТЫМ ИНТЕРФЕРЕНЦИОННЫМ ВОЛНОВОДОМ

**А.Ф. Александров, В.А. Кубарев**

(кафедра физической электроники)

E-mail: kubarev@tandem.phys.msu.su

**Рассмотрена модель мазера на циклотронном авторезонансе с открытым интерференционным волноводом. Показана возможность дискриминации встречных волн по потерям.**

Проблема селекции мод является одной из центральных при реализации эффективных мазеров на циклотронном авторезонансе (МЦАР) [1]. Если в гиротронах селекция по продольным индексам (которые являются поперечными для открытого резонатора) осуществляется «естественно» за счет дифракционных потерь, взаимодействие пучка с различными поперечными модами однотипно и они могут

быть дискриминированы по стартовому току, то в волноводных МЦАР с попутной волной ситуация сложнее, так как ее групповая скорость близка к скорости электронов, а для паразитных встречных волн значительно меньше. Поэтому стартовые токи последних могут быть очень низкими по сравнению с оптимальным для эффективного усиления попутной волны током электронного пучка.