

системе четырех тел возникает первое связанное состояние, если даже оператор Шрёдингера подсистем двух и трех частиц не имеет ни связанных, ни виртуальных состояний. Отсюда следует отсутствие эффекта Ефимова для четырех тождественных частиц. Случай  $N > 4$  изучен в [8].

4. Примером квантовой системы, для которой оператор Шрёдингера удовлетворяет условиям, рассмотренным выше, является тринейтрон  $^3\text{n}$  с полным спином  $S=3/2$  и орбитальным моментом  $L=1$ . Проведенный нами анализ на основе условия (6) и прямой численный расчет энергии связанного состояния  $^3\text{n}$  вариационным методом показали возможность существования связанного тринейтрона с нулевой внутренней энергией для ряда известных из литературы фазово-эквивалентных нейтрон-нейтронных потенциалов. Если истинные нейтрон-нейтронные потенциалы таковы, что связанного тринейтрона все же не образуется, то следует ожидать в многочастичных процессах увеличения вероятности образования системы трех нейтронов ( $S=3/2$ ,  $L=1$ ) с относительно нулевой энергией.

Анализ обобщается на случай короткодействующих потенциалов разного знака, если оператор  $H(\tau)$  монотонно убывает с ростом  $\tau$ .

#### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- [1] Фаддеев Л. Д. В кн.: Тр. Матем. ин-та АН СССР, 1963, 68. [2] Жислин Г. М. Тр. Моск. матем. общ., 1960, 9, с. 81. [3] Рид М., Саймон Б. Методы современной математической физики. Спектральный анализ. Т. 4. М.: Мир, 1982. [4] Ефимов В. Н. Ядерная физика, 1970, 12, с. 1080. Яфаев Д. Р. Матем. сб., 1974, 94, с. 567. [5] Бирман М. Ш. ДАН СССР, 1959, 29, с. 239. [6] Комаров В. В., Попова А. М. ЭЧАЯ, 1974, 5, с. 1075. [7] Комаров V. V., Порова А. М., Shablov V. L. J. Math. Phys., 1980, 24, p. 854. [8] Komarov V. V., Porova A. M. In: Proc. X European Conf. on Few Body Dynamics. Hungary, 1985, p. 88.

Поступила в редакцию  
22.01.85

ВЕСТН. МОСК. УН-ТА. СЕР. 3. ФИЗИКА. АСТРОНОМИЯ, 1985, Т. 26, № 4

## АТОМНАЯ И ЯДЕРНАЯ ФИЗИКА

УДК 539.186.3

### ЗАХВАТ ЭЛЕКТРОНА ВОДОРОДОПОДОБНЫМИ И ГЕЛИЕПОДОБНЫМИ ИОНАМИ ЛЕГКИХ ЭЛЕМЕНТОВ

Ю. А. Шурыгина, А. М. Попова, Я. А. Теплова, Ю. А. Файнберг

(НИИЯФ)

В настоящей работе рассматривается процесс перезарядки быстрых ионов легких элементов с ядерным зарядом  $Z=3\div 9$  при столкновении с атомами He. Расчеты проведены для случая захвата электрона водородоподобными ионами с образованием гелиеподобных ионов в основном и метастабильных состояниях, а также захвата электрона двухэлектронными ионами с превращением их в литиеподобные.

Сечения захвата электрона вычислены методом прицельного параметра в приближении Бринкмана — Крамерса [1]. Это приближение остается до сих пор самой простой теоретической моделью расчета сечений электронного захвата, в особенности для систем с несколькими электронами. Несмотря на очевидные недостатки, оно по-прежнему широко используется, в частности для определения относительных величин сечений захвата электрона [2], так как качественно верно отражает зависимость сечений от скоростей и зарядов ионов.

В приближении Бринкмана — Крамерса амплитуда процесса захвата электрона налетающим ионом  $B$  из атома мишени  $A$  имеет вид

$$a_{if} = -i \int_{-\infty}^{\infty} dt \cdot e^{-i\omega t} \int dr \cdot \varphi_B^*(r_B) \left[ -\frac{Z_B}{r_B} \right] \varphi_A(r_A) e^{-i\mathbf{v}r}, \quad (1)$$

$$\omega = \varepsilon_A - \varepsilon_B + \frac{1}{2} v \frac{M_A - M_B}{M_A + M_B},$$

где  $\varphi_A$ ,  $\varepsilon_A$  и  $\varphi_B$ ,  $\varepsilon_B$  представляют собой собственные волновые функции и собственные значения энергии электрона в начальном и конечном состояниях соответственно. Радиусы-векторы  $r_A$  и  $r_B$  определяют положение электрона по отношению к  $A$  и  $B$ , а  $r$  есть радиус-вектор электрона в системе центра масс. Налетающий ион имеет скорость  $v$ , массу  $M_B$  и заряд ядра  $Z_B$ , атом мишени покоится и имеет массу  $M_A$ .

Использование фурье-преобразований волновых функций электрона

$$f(\mathbf{k}) = \int dr_A \varphi(r_A) e^{i\mathbf{k}r_A}; \quad g(\mathbf{q}) = \int dr_B \frac{1}{r_B} \varphi(r_B) e^{i\mathbf{q}r_B}$$

позволяет привести выражение (1) к виду

$$a_{if} = \frac{iZ_B}{(2\pi)^2 v} \int d\mathbf{k}_\rho e^{-i\mathbf{k}_\rho \rho} f_A(\mathbf{k}_\rho, \omega_+) g_B^*(\mathbf{k}_\rho, \omega_-), \quad (2)$$

$$\omega_{\pm} = - \left[ \frac{1}{v} (\varepsilon_A - \varepsilon_B) \pm \frac{1}{2} v \right],$$

где  $\rho$  — прицельный параметр, а  $(\rho\mathbf{v}) = 0$ . При вычислении сечений электронного захвата  $\sigma_{if} = \int d\Omega |a_{if}|^2$  угловая и радиальная части фурье-образов волновых функций  $f^{nlm}(\mathbf{k}) = F^{nl}(k) Y_{lm}(\theta, \varphi)$ ;  $g^{nlm}(\mathbf{q}) = G^{nl}(q) Y_{lm}(\theta, \varphi)$  разделялись и с помощью выражения (2) было получено

$$\sigma(nl \rightarrow n'l') = \sum_{m=-l}^l \sum_{m'=-l'}^{l'} \sigma(nlm \rightarrow n'l'm') = \frac{Z_B^2 (2l+1)(2l'+1)}{32\pi^2 v^2} \times \\ \times \int_0^{\infty} dk_\rho k_\rho |F^{nl}(k_\rho, \omega_+)|^2 |G^{nl}(k_\rho, \omega_-)|^2. \quad (3)$$

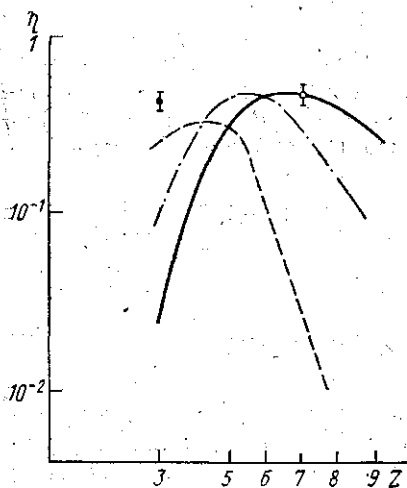
Сечения захвата электрона в различные  $nl$ -состояния были рассчитаны по формуле (3) для  $n=2, 3, 4$ , что близко к реальным условиям эксперимента по изучению столкновений ионов легких элементов с атомами He в энергетическом интервале 25—1000 кэВ/нуклон. При вычислениях только электрон, непосредственно участвующий в процессе перехода, считается «активным», остальные электроны создают фактор экранировки [3]. Справедливость данного приближения для систем с относительно небольшим количеством электронов показана в работе [4]. «Активный» электрон описывается волновыми функциями Слэтера [5].

Для сравнения с указанными расчетами используются экспериментальные данные, полученные нами в процессе изучения столкновений быстрых ионов с атомами и молекулами газов. Трех- и двухзарядные ионы Li, B, C, N и O ускорялись в 72-см циклотроне до скорости (1,8—3,6)  $V_0$ , где  $V_0 = 2,19 \cdot 10^8$  см/с. Для получения заданной обдирки

ионов использовалась тонкая целлулоидная пленка, потерями энергии в которой можно было пренебречь, или газовая мишень, наполненная гелием. Сепарация и направление ионов определенного заряда последовательно в газовую мишень и в камеру перезарядки производились с помощью магнитных полей. Распределение ионов по зарядам измерялось после столкновения в камере перезарядки пропорциональными счетчиками. В процессе измерений давление газа в мишенях могло изменяться непрерывно от  $10^{-5}$  до  $10^{-3}$  Тор, при этом выдерживались условия однократности столкновений [6]. Благодаря этому при переходе от зарядовых распределений к сечениям процессов использовался закон пропорциональности. Оценка ошибки эксперимента показала, что сечения процессов одноэлектронного обмена между атомными системами определялись в среднем с точностью до  $\pm 20\%$ , в зависимости от интенсивности соответствующей зарядовой компоненты. Количество метастабильных частиц в пучке зависело от ряда факторов [6]: давления и рода газа в газовой мишени, скорости, начального заряда ионов в пучке и элементарного процесса их образования.

Присутствие метастабильных частиц в пучке гелиеподобных ионов из-за слабой связи электрона в ионе приводило к значительному увеличению сечения потери электрона.

Так как относительное количество метастабильных частиц  $\alpha$  изменялось при разных параметрах столкновения, то по измеренным величинам сечений потери электронов в разных условиях были оценены величины  $\alpha$  и сечения захвата электрона ионом как в невозбужденном, так и в возбужденном состояниях [6].



На рис. 1 представлена расчетная величина  $\eta$  — отношение сечения образования гелиеподобных ионов с  $Z=3-9$  в метастабильных состояниях к сечению образования этих же ионов в основном состоянии при прохождении водородоподобных ионов через гелий со скоростями  $(4, 8, 12) \times 10^8$  см/с. С учетом масштаба экспериментальной установки, скорости ионов и времени жизни состояний  $\tau$  [6, 7] была оценена доля ионов, выбывших

Рис. 1. Отношение сечений образования гелиеподобных ионов в метастабильных  $(1s2s)^{1,3}$  S-состояниях к сечениям образования этих же ионов в основном состоянии в зависимости от заряда  $Z$  и скорости налетающего иона в He:  $v=4 \cdot 10^8$  (● и —),  $8 \cdot 10^8$  (○ и - - -) и  $12 \cdot 10^8$  — см/с

из канала регистрации за счет распада метастабильных состояний с относительно малым временем жизни. При расчетах  $\eta$  учитывалось образование  $(1s2s)^{1,3}$  S- и  $(1s2p)^3$  P-состояний, причем для  $(1s2p)^3$  P-состояния вводился поправочный множитель  $k$ ; остальные метастабильные состояния не рассматривались, так как они не могли быть зарегистрированы экспериментально из-за их малого времени жизни. Значение поправочного множителя  $k=1-e^{-v/v_{пр}}$ , где  $t_{пр}$  есть характерное время прохождения метастабильных ионов через экспериментальную установку до начала регистрации, для ионов  $Li^+$  лежит в интервале  $k=0,3-1$  при скорости налетающего иона  $(4-12) \times 10^8$  см/с. Этот множитель убывает с возрастанием  $Z$  и для

ионов  $F^{7+}$  достигает величины 0,16—0,5, в том же интервале скоростей. При проведении расчетов образование метастабильных ионов в состояниях с различными проекциями полного спина  $S$  считалось равновероятным, так что  $g(1snl) = \sum_S (2S+1) \sigma\{(1snl)^{(2S+1)} L\}$ , причем во всех рассмотренных случаях значение полного орбитального момента  $L$  совпадает со значением орбитального момента захватываемого электрона  $l$ , поскольку пассивные электроны налетающей частицы находятся в состояниях с нулевым орбитальным моментом. С учетом введенных поправок соответствие экспериментальных данных теоретическим расчетам  $\eta = \sigma\{(1s2s)^{1,3} S + k(1s2p)^3 P\} / \sum_{\substack{nl \\ n+2}} \sigma(1snl)$  удовлетворительное.

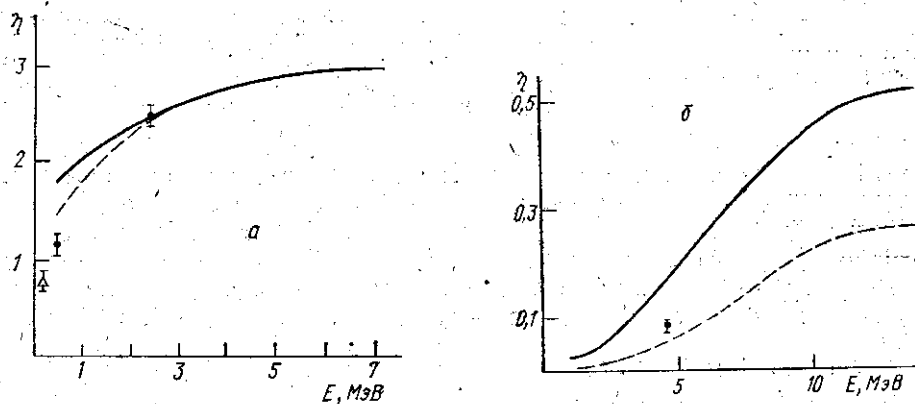
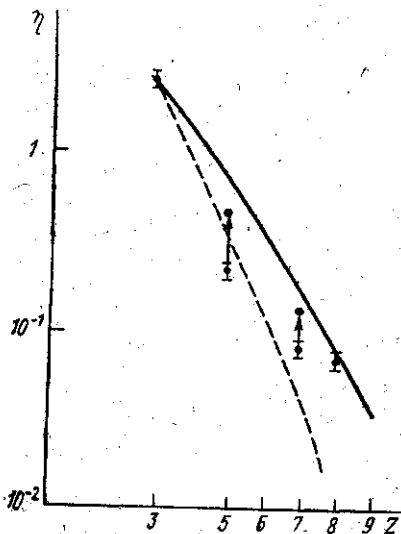


Рис. 2. Отношение сечения захвата электрона метастабильным гелиеподобным ионом к сечению захвата электрона двухэлектронным ионом, находящимся в основном состоянии, в He в зависимости от энергии налетающего иона  $Li^+$  (а) и  $N^{5+}$  (б) — сплошные кривые; ● — экспериментальные результаты настоящей работы,  $\Delta$  — из работы [8], пунктирная кривая представляет ту же зависимость с учетом распада  $(1s2s2p)^4 P$ -состояния

На рис. 2, а представлены результаты расчета отношения сечения захвата электрона метастабильными гелиеподобными ионами к сечению захвата электрона ионом с двумя электронами, находящимися в основном состоянии, в зависимости от энергии налетающего иона  $Li^+$  в гелиевой мишени. На рис. 2, б приведены аналогичные данные для ионов  $N^{5+}$ . На рис. 3 указанное отношение сечений захвата электрона двухэлектронными ионами, находящимися соответственно в метастабильном и основном состояниях, представлено как функция заряда ядра налетающего иона  $Z$  при  $v=8 \times 10^8$  см/с. Аналогично рассмотренному выше случаю образования гелиеподобных метастабильных состояний вводилась поправка на распад метастабильного автоионизационного состояния  $(1s2s2p)^4 P$ . Поправочный множитель  $k$ , как уже отмечалось, зависит от скорости и заряда налетающего иона и в данном случае изменяется от 0,83 ÷ 1 для  $Li^0$  до 0,025 ÷ 0,075 для  $F^{6+}$ . Приведенные на рис. 3 экспериментальные данные относятся к процессу захвата электрона при столкновениях быстрых частиц с молекулами азота. Тем не менее мы считаем сравнение возможным, так как предшествующие измерения [6] показали, что сечения захвата в исследованном интервале скоростей при столкновении налетающих ионов с



атомами гелия и молекулами азота отличаются не более чем в два раза. С учетом поправок на изменение газа в мишени (показаны стрелками) можно считать, что экспериментальные данные [6, 8] удовлетворительно согласуются с расчетами величины  $\eta = \sigma[k(1s2s2p)^4 P] / \Sigma \sigma(1s^2 nl)$ .

Итак, на основании сравнения экспериментальных данных с расчетами, выполненными в приближении Бринкмана — Крамерса, можно сде-

Рис. 3. Отношение сечения захвата электрона метастабильным гелиеподобным ионом к сечению захвата электрона двухэлектронным ионом, находящимся в основном состоянии, в He в зависимости от заряда налетающего иона  $Z$  для  $v = 8 \cdot 10^8$  см/с. Пунктирная кривая представляет ту же зависимость с учетом распада  $(1s2s2p)^4 P$ -состояния

лать вывод о том, что эта простая модель в исследованном интервале скоростей и зарядов налетающих ионов качественно верно описывает отношение сечений перезарядки ионов, находящихся в основном и метастабильном состояниях, и является полезной для прогнозирования аналогичных сечений для гелиеподобных и литиеподобных ионов с зарядами, близкими к рассмотренным.

#### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- [1] McDowell M. R. C., Coleman J. P. Introduction to the Theory of Ion-Atom Collisions. Ch. 4. Amsterdam, North-Holland, 1970. [2] Lin C. D., Soong S. C., Tunnel L. N. Phys. Rev. A, 1978, 17, p. 1646. [3] Ford A. L., Reading J. F., Becker R. L. J. Phys. B, 1982, 15, p. 3257. [4] Ermolaev A. M., Noble C. J., Brandsen V. H. Ibid., p. 457. [5] Slater J. C. Phys. Rev., 1930, 36, p. 57. [6] Дмитриев И. С., Теплова Я. А., Николаев В. С. Экспериментальные исследования с быстрыми метастабильными атомами и ионами (лекции). М.: Изд-во МГУ, 1978, с. 49—60. [7] Сенашенко В. С., Симонов Т. А. Журн. прикл. спектр., 1980, 32, с. 117. [8] Hvelplund P. J. Phys. B, 1976, 9, p. 1555.

Поступила в редакцию:  
17.07.84

ВЕСТН. МОСК. УН-ТА. СЕР. 3. ФИЗИКА. АСТРОНОМИЯ, 1985, Т. 26, № 4

УДК 549.121.7

#### О ТОЧНОСТИ РАВНОВЕСНЫХ ХАРАКТЕРИСТИК ЭЛЕКТРОННО-ФОТОННЫХ КАСКАДОВ

И. П. Иваненко, В. В. Сизов

(НИИЯФ)

Введение. Исследованию «равновесных» задач, т. е. рассмотрению исходных уравнений ЭФКТ, проинтегрированных по глубине  $t$ , посвящено много работ. Их можно найти в [1—4]. Интерес к этим задачам определяется тем, что их значительно легче решить, чем исходные уравнения, а также тем, что для нахождения многих одномерных и трехмерных характеристик ЭФК развит эффективный метод моментов