

при помощи добавления контрчленов, которые строятся по расходящейся части эффективного действия так, чтобы при $M = \mu$ они были бы равны 0. Поскольку двухпетлевая аномальная размерность является схемно зависимой, то при использовании такой схемы перенормировки она должна также зависеть от используемой регуляризации. При этом физические величины, несомненно, являются схемно независимыми, поскольку добавление в теорию некоторых контрчленов может быть скомпенсировано изменением значения перенормированной константы связи так, чтобы затравочная константа связи осталась бы неизменной. В принципе если потребовать, чтобы вычеты перенормированных функций Грина в полюсах на физических массах были бы равны 1, то и аномальная размерность также станет независимой от регуляризации. Однако это уже будет соответствовать фиксации произвола в выборе схемы вычитаний. Поскольку в данной работе такое требование не накладывалось, то результат оказывается отличным от результатов, полученных при помощи методов размерной редукции [5] и высших ковариантных производных [13, 14]. Тем не менее в силу схемной зависимости совпадение результатов и не должно ожидать. Заметим при этом, что дважды логарифмические слагаемые в константе перенормировки полей материи (см. формулу (6)) оказались независимыми от произвола в выборе регуляризации и согласуются с предсказаниями метода ренормгруппы, что можно рассматривать как проверку правильности вычислений.

Литература

1. Novikov V., Shifman M., Vainstein A., Zakharov V. // Phys. Lett. 1985. **B166**. P. 329.
2. Вайнштейн А., Захаров В., Шифман М. // Ядерная физика. 1986. **43**. С. 1596.
3. Shifman M., Vainstein A. // Nucl. Phys. 1986. **B277**. P. 456.
4. Avdeev L., Tarasov O. // Phys. Lett. 1982. **B112**. P. 356.
5. Jack I., Jones D., North C. // Nucl. Phys. 1996. **B473**. P. 308.
6. Jack I., Jones D., North C. // Phys. Lett. 1996. **B386**. P. 138.
7. Jack I., Jones D. // E-print: hep-ph/9707278.
8. Jack I., Jones D.R.T., North C.G. // Nucl. Phys. 1997. **B 486**. P. 479.
9. Славнов А. // ТМФ. 1975. **23**. С. 3.
10. Bukeev T., Slavnov A. // Mod. Phys. Lett. 1996. **A11**. P. 1539.
11. Пронин П., Степаньянц К. // ТМФ. 1998. **114**. С. 137.
12. Pronin P., Stepanyantz K. // Phys. Lett. 1997. **B414**. P. 117.
13. Soloshenko A., Stepanyantz K. // E-print hep-th/0204113.
14. Солошенко А., Степаньянц К. // ТМФ. 2003. **134**. С. 430.
15. Arkani-Hamed N., Mirayama H. // E-print: hep-th/9707133.
16. Slavnov A. // Phys. Lett. 2001. **B518**. P. 195.
17. Slavnov A.A., Stepanyantz K. // E-print hep-th/0208006.
18. Пронин П.И., Розентул Б.А., Степаньянц К.В. // Вестн. Моск. ун-та. Физ. Астрон. 2002. № 4. С. 17. (Moscow University Phys. Bull. 2002. No. 4. P. 18).
19. Уэст П. Введение в суперсимметрию и супергравитацию, М.: Мир, 1989.

Поступила в редакцию
03.12.02

АТОМНАЯ И ЯДЕРНАЯ ФИЗИКА

УДК 539.186

ВЛИЯНИЕ ДВУКРАТНОЙ ПЕРЕЗАРЯДКИ НА УСТАНОВЛЕНИЕ ЗАРЯДОВОГО РАВНОВЕСИЯ В ИОННЫХ ПУЧКАХ

Ю. А. Белкова, Я. А. Теплова, И. С. Дмитриев

(НИИЯФ)

E-mail: teplova@anna19.npi.msu.su

На основе экспериментально измеренных зарядовых распределений F_i , полученных в ионном пучке после прохождения тонких целлулоидных пленок различной толщины, рассчитываются сечения перезарядки быстрых ионов с учетом перехода как одного, так и двух электронов одновременно. Представлены результаты расчетов средних зарядов \hat{I} и равновесной толщины t_{eq} для ионов Ве, В, N и O, имеющих различные начальные заряды и скорость $V = 3.6$ а.е. Показано, что учет потери и захвата двух электронов приводит к более быстрому установлению зарядового равновесия.

Введение

В предыдущих работах процессы перезарядки ионов легких элементов рассматривались на основе экспериментальных результатов по определению

зарядовых фракций F_i , где i — заряд ионов, при прохождении ионного пучка через газовые [1, 2] и твердые мишени [3, 4]. Найденные «эффективные» значения сечений потери и захвата электронов ионами Ве, В, N и O после прохождения тонких цел-

лулоидных пленок различной толщины позволили рассчитать зависимость зарядовых фракций F_i и среднего заряда $\hat{I} = \sum iF_i$ от толщины мишени t для различных начальных зарядов иона i_0 , а также определить равновесную толщину мишени t_{eq} [4].

Результаты расчетов $F_i(t)$ согласуются с экспериментальными данными, однако при малых значениях t наблюдается некоторое расхождение: экспериментальные зарядовые распределения быстрее достигают равновесия, чем расчетные. В связи с этим было высказано предположение о необходимости учета кратных процессов потери и захвата электрона.

1. Результаты расчетов и их обсуждение

Как известно, распределение ионов по зарядам описывается системой дифференциальных уравнений

$$\frac{dF_i}{dt} = \sum_k F_k \sigma_{ki} - F_i \sum_k \sigma_{ik}, \quad \sum_i F_i = 1, \quad (1)$$

где σ_{ik} — сечения потери или захвата электронов налетающим ионом, i и k могут принимать значения от 1 до Z , где Z — заряд ядра иона. Величина F_i меняется с увеличением толщины мишени t . При расчете сечений перезарядки в твердом веществе принято считать, что в первом приближении соударениями с одновременной потерей и захватом более чем одного электрона можно пренебречь, тогда на основе имеющихся экспериментальных данных возможна конечно-разностная аппроксимация системы линейных дифференциальных уравнений (1). В работе [4] приведены результаты расчетов сечений потери и захвата одного электрона легкими ионами в целлулоиде, определенные методом наименьших квадратов.

Однако рассчитать сечения перезарядки с одновременным переходом двух электронов непосредственно из системы (1) без привлечения дополнительных данных нельзя. Поэтому для оценки вклада захвата и потери двух электронов в процесс перезарядки ионов соответствующие сечения были представлены в виде

$$\sigma_{i+2,i} = m_i \sigma_{i+1,i}, \quad \sigma_{i,i+2} = k_i \sigma_{i,i+1}. \quad (2)$$

Коэффициенты пропорциональности k_i и m_i вычислялись из известных соотношений между сечениями захвата и потери одного и двух электронов ионами в газовых средах [2] и для рассмотренных ионов изменялись в пределах от 0.05 до 0.25. Сделанные предположения позволили найти сечения потери и захвата одного электрона путем численного решения системы (1), а сечения потери и захвата двух электронов вычислялись с помощью (2).

На рис. 1 представлены результаты расчетов сечений перезарядки ионов азота, полученные с учетом возможности перехода как одного, так и двух элек-

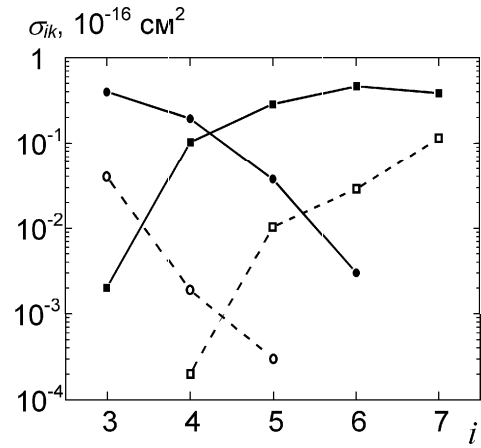


Рис. 1. Сечения $\sigma_{i,i-1}$ захвата (■) и сечения $\sigma_{i,i+1}$ потери (●) одного электрона ионами N с начальной скоростью $V = 3.6$ а.е. в целлулоиде (сплошные линии). Сечения $\sigma_{i,i-2}$ захвата (□) и сечения $\sigma_{i,i+2}$ потери (○) двух электронов теми же ионами (пунктирные линии)

тронов одновременно. Сравнение с приведенными ранее результатами [4] показывает, что в данном подходе не только значения сечений потери и захвата двух электронов становятся отличными от нуля, но и величины сечений перехода одного электрона изменяются, что должно привести к изменению зависимости зарядовых фракций F_i и средних зарядов ионов \hat{I} от толщины мишени.

Знание «эффективных» значений сечений потери и захвата электронов позволяет на основе решения системы уравнений (1) рассчитать зарядовые фракции F_i и средний заряд $\hat{I} = \sum iF_i$ при различных значениях толщины мишени t и начального заряда иона i_0 . Результаты расчетов \hat{I} для ионов азота в целлулоиде при начальной скорости $V = 3.6$ а.е. приведены на рис. 2 совместно с результатами, полученными ранее в работе [4] без учета захвата и потери двух электронов. Из рисунка видно, что отмеченные ранее [4] основные закономерности фор-

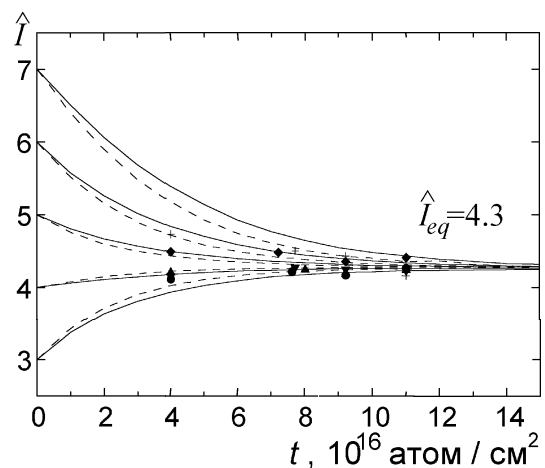


Рис. 2. Зависимость среднего заряда ионов N с начальной скоростью $V = 3.6$ а.е. в целлулоиде от толщины мишени t при различных начальных зарядах иона i_0 (сплошные кривые), то же с учетом сечений потери и захвата двух электронов (пунктирные линии). Значки — экспериментальные данные: $i = 3$ (●), 4 (▲), 5 (▼), 6 (◆), 7 (+); i_0 равно среднему заряду при $t = 0$

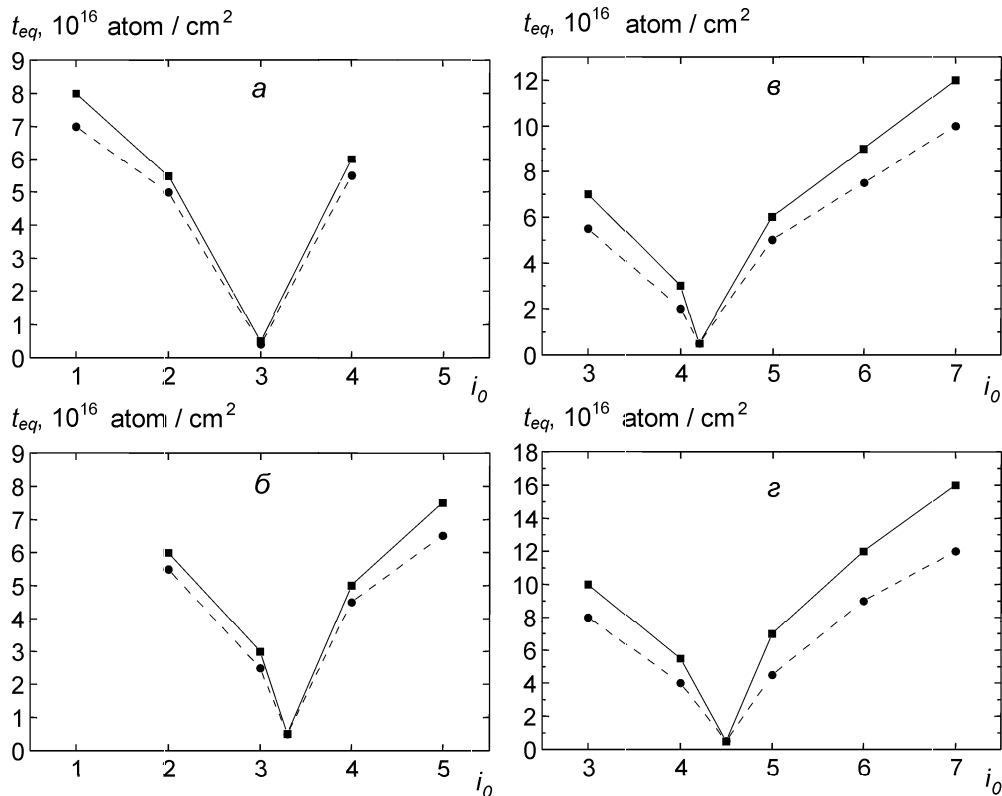


Рис. 3. Зависимость равновесной толщины мишени t_{eq} для ионов Be (а), В (б), N (в) и O (г) с начальной скоростью $V = 3.6$ а.е. в целлулоиде от начального заряда налетающих ионов (■, сплошные кривые), то же с учетом сечений потери и захвата двух электронов (●, пунктирные кривые)

мирования среднего заряда при прохождении ионов через твердые мишени остаются справедливыми, в частности, значение равновесного заряда не зависит от начального зарядового состояния иона. Учет захвата и потери двух электронов приводит к более быстрому установлению зарядового равновесия, причем, как показали расчеты, это справедливо для всех рассмотренных ионов. При этом само значение среднего равновесного заряда не изменяется в пределах заданной точности. При проведении расчетов равновесие по зарядам считалось установившимся, когда средний заряд отличался от \hat{I}_{eq} не более чем на 3%.

Анализируя результаты, приведенные на рис. 2, можно установить, каким образом захват и потеря двух электронов влияет на величину толщины мишени t_{eq} , при которой устанавливается равновесное распределение по зарядам. Результаты расчетов t_{eq} для ионов бериллия, бора, азота и кислорода с различными начальными зарядами при скорости $V = 3.6$ а.е. в целлулоиде приведены на рис. 3. Известно, что значение равновесной толщины t_{eq} существенно зависит от начального заряда ионов i_0 . В расчетах использован подход, разработанный в работе [9], согласно которому t_{eq} стремится к нулю при значениях начального заряда, близких к \hat{I}_{eq} . Расчетные значения t_{eq} , соответствующие $i_0 \approx \hat{I}_{eq}$, также приведены на рис. 3.

Из рис. 3 видно, что для всех рассмотренных ионов учет потери и захвата двух электронов приводит к уменьшению t_{eq} , причем это уменьшение возрастает при увеличении заряда ядра налетающего иона. Наиболее заметно изменяется t_{eq} для зарядовых компонент с максимальными и минимальными значениями начальных зарядов, т.е. для i_0 , сильно отличающихся от \hat{I}_{eq} . Для ионов азота и кислорода уменьшение t_{eq} достигает 15–20%.

Заключение

Таким образом, проведенные расчеты показали, что учет потери и захвата двух электронов при описании процессов перезарядки ионов, проходящих через твердые мишени, действительно приводит к более быстрому установлению зарядового равновесия. При этом само значение равновесного среднего заряда иона не изменяется, а равновесная толщина мишени уменьшается для всех рассмотренных ионов. Это уменьшение тем больше, чем сильнее начальный заряд иона отличается от равновесного заряда, и может достигать 20%.

Литература

1. Николаев В.С., Дмитриев И.С., Теплова Я.А., Фатеева Л.Н. // Изв. АН. СССР. Сер. физ. 1963. **27**, № 8. С. 1078.
2. Николаев В.С. // УФН. 1965. **85**. С. 679.
3. Теплова Я.А., Dmitriev I.S., Belkova Yu.A. // Nucl. Instr. and Meth. Phys. Res. 2000. **B164–B165**. P. 291.

4. Теплова Я.А., Дмитриев И.С., Белкова Ю.А. // Вестн. Моск. ун-та. Физ. Астрон. 2002. № 2. С. 23 (Moscow University Phys. Bull. 2002. No. 2. P. 26).
5. Ryding G., Betz H.D., Wittkower A.B. // Phys. Rev. Lett. 1970. **24**. P. 123.
6. Woods C.J., Sofield C.J., Cowern N.B.E. et al. // J. Phys. B. 1984. **17**. P. 867.

7. Gaillard V.J., Poizat C.J., Ratkowski A. et al. // Phys. Rev. 1977. **A16**. P. 2323.
8. Shima K., Kuno N., Yamanouchi M. // Phys. Rev. 1989. **A40**. P. 3557.
9. Zaikov V.P., Kralkina E.A., Nikolaev V.S. et al. // Nucl. Instr. and Meth. Phys. Res. 1986. **B17**. P. 97.

Поступила в редакцию
16.12.02

ОПТИКА И СПЕКТРОСКОПИЯ

УДК 535.417.2:621.3.038.825.2

ВОЗБУЖДЕНИЕ ЛИНЕЙНО ПОЛЯРИЗОВАННЫХ ВОЛН В КОЛЬЦЕВЫХ ЧИП-ЛАЗЕРАХ

Д. А. Алешин, Н. В. Кравцов

(кафедра оптики и спектроскопии)

E-mail: aljoshin@mtu-net.ru

В работе теоретически рассматриваются особенности возбуждения волн с линейной поляризацией в кольцевых чип-лазерах как с плоской, так и неплоской геометрией.

Введение

Современные твердотельные чип-лазеры (твердотельные лазеры с полупроводниковой накачкой) широко применяются как в фундаментальной науке, так и в технике [1]. Применение твердотельных лазеров в таких областях, как когерентная оптическая связь, дистанционная диагностика окружающей среды, прецизионные оптические измерения, метрология, лазерная гироскопия, голография, интерферометрия и другие предъявляет высокие требования к амплитудной, частотной и поляризационной стабильности генерируемого излучения.

Поэтому оптимизация характеристик чип-лазеров — расширение функциональных возможностей и разработка методов управления режимами их работы — по-прежнему остается актуальной проблемой.

Особенно большой интерес вызывают монолитные кольцевые лазеры (кольцевые чип-лазеры). В них достаточно просто реализуется как одночастотный режим бегущей волны, так и автомодуляционный режим первого рода [2], имеющие большое прикладное значение.

Одной из актуальных задач является расчет параметров резонатора кольцевого чип-лазера, необходимых для получения выходного излучения с заданными характеристиками, и, в частности, для получения линейно поляризованного излучения. Именно этой задаче и посвящена настоящая работа.

Кольцевой монолитный чип-лазер представляет собой сложную многогранную призму, изготовленную из оптически однородного кристалла (например, из YAG:Nd^{3+}). В таком лазере кристалл од-

новременно является активной средой, взаимным и невзаимным оптическим элементом и резонатором. Конфигурация кристалла выбирается таким образом, чтобы круговой ход луча обеспечивался полным внутренним отражением от его плоских граней и частично пропускающего селективного зеркала, нанесенного на сферическую грань кристалла, обеспечивающую устойчивость кольцевого резонатора. Излучение накачки поступает в призму через эту грань. Подробные описания конструкций чип-лазеров приведены в [1]. В общем случае резонатор кольцевого чип-лазера является неплоским.

Расчет характеристик резонатора обычно проводится с помощью матриц Джонса [3–5]. Траектория лучей в кольцевом резонаторе показана на рис. 1. Ход луча задается четырьмя отражающими поверхностями, векторы нормали которых в общем случае некомпланарны. Двухгранный угол β (угол между плоскостями ABD и BCD) характеризует неплоскость резонатора. В точках B , C и D , лежащих на плоских гранях призмы, имеет место полное внутреннее отражение. Точка A находится на сферической поверхности, на которую напылено

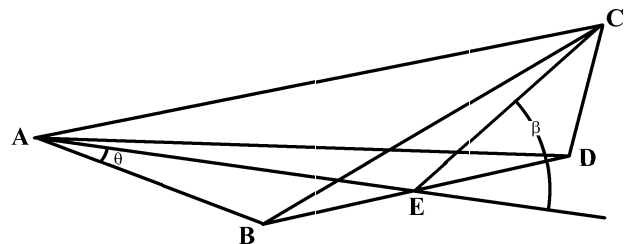


Рис. 1. Схема хода лучей в неплоском резонаторе кольцевого чип-лазера