

УДК 537.534.74; 537.533.74

## ЭНЕРГЕТИЧЕСКИЕ И УГЛОВЫЕ РАСПРЕДЕЛЕНИЯ БЫСТРЫХ МНОГОЗАРЯДНЫХ ИОНОВ ПРИ ПРОХОЖДЕНИИ ЧЕРЕЗ РАЗРЕЖЕННЫЕ СРЕДЫ В ПРИСУТСТВИИ МАГНИТНОГО ПОЛЯ

В. В. Балашов, А. В. Бибиков

(НИИЯФ)

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

**Метод связанных кинетических уравнений применен к задаче расчета парциальных (разрешенных по зарядовому состоянию) энергетических и угловых распределений быстрых многозарядных ионов при прохождении через разреженную среду в присутствии магнитного поля.**

### Введение

В работах [1, 2] была рассмотрена задача совместного описания энергетических потерь и углового разброса пучка быстрых многозарядных ионов при прохождении через вещество. Отличительной особенностью такого процесса при сопоставлении с процессом прохождения через вещество протонов или других элементарных заряженных частиц является непрерывный обмен электронами между проходящим ионом и средой, в результате которого заряд иона и, следовательно, параметры его торможения и отклонения от первоначального направления движения стохастически меняются по мере прохождения пучка через вещество. Выполненные в работах [1, 2] расчеты показали существенное (порой качественное) изменение под влиянием эффекта перезарядки формы парциальных (разрешенных по зарядовому состоянию) спектров энергетических потерь ионов в зависимости от угла наблюдения.

Предлагаемое ниже расширение подхода работ [1, 2] в сторону учета воздействия на проходящий пучок ионов не только известных факторов их взаимодействия с атомами среды, но и внешнего магнитного поля диктуется рядом новых тенденций, отражающих возрастающую роль исследований с пучками быстрых многозарядных ионов в различных областях науки и техники. Назовем наиболее актуальные из них.

1. Развитие техники ускорителей и накопителей многозарядных ионов в широком диапазоне энергий, которым отводится все более важная роль в современных ядерных и атомных исследованиях [3]. Известно, что взаимодействие ускоренных заряженных частиц с остаточным газом в камере накопителя является одним из факторов, определяющих его работу. В накопителях многозарядных ионов в их число входит и возможная перезарядка иона, влияющая как на его торможение, так и на траекторию его движения в магнитном поле накопителя.

2. В последнее время особую актуальность приобрел известный вопрос физики взаимодействия заря-

женных частиц с веществом — о зависимости параметров торможения пучка ионов от агрегатного состояния среды. Со времен классических работ Лемба, Бора и других исследователей [4, 5] известно, что при прохождении одной и той же массы вещества в твердом теле и в газе пучок ионов теряет благодаря эффектам перезарядки и возбуждения иона разное количество энергии. В современных условиях этот вопрос тесно смыкается с вопросом о формировании равновесного зарядового распределения в пучке ионов [6] и об особенностях их торможения до достижения зарядового равновесия [7]. Эксперименты по изучению торможения ионов в камере, помещенной в магнитное поле, могут расширить возможности контролировать этот процесс.

3. Наконец, описание перезарядки и торможения иона в присутствии магнитного поля становится актуальной проблемой астрофизики и физики околоземного космического пространства. Так, известно, что ионная — с энергией от нескольких кэВ до нескольких МэВ — компонента идущих от Солнца корпускулярных потоков содержит преимущественно ионы высокой зарядности —  $\text{He}^{2+}$ ,  $\text{C}^{5+}$ ,  $\text{O}^{6+}$  и т. д., которые в силу своей геомагнитной жесткости не могут непосредственно проникнуть в магнитосферу Земли. Но небольшой доле приходящих ионов, испытывающих перезарядку в самых верхних слоях магнитосферы, это удается [8]. Моделирование этого процесса в лабораторных условиях представляет большой интерес для геофизики.

### 1. Модель

Ключевым моментом рассматриваемой в настоящей работе задачи является учет стохастического характера резких изменений силы торможения иона и отклоняющей силы со стороны магнитного поля, возникающих при каждом акте перезарядки иона. На данном этапе мы ставим задачу о движении пучка ионов в среде в условиях совместного воздействия на него факторов торможения, многократного рассеяния и магнитного поля как модельную, схематическую, откладывая на будущее ее рассмотрение

в конкретных физических постановках. В традиционных (без применения магнитного поля) исследованиях кинетики торможения и перезарядки ионов при прохождении через вещество важные теоретические результаты достигнуты с помощью компьютерного моделирования по методу Монте-Карло [9, 10]. Принятый в работах [1, 2] метод связанных кинетических уравнений [11], являясь конкретной реализацией более общего подхода [12], показал себя как физически надежная и более удобная на практике альтернатива методу Монте-Карло. В данной работе мы берем его за основу.

Рассмотрим пучок ионов  $A^{q+}$ , входящих в мишень с начальной энергией  $E_0$  в одном из его зарядовых состояний  $i = 1, \dots, N$ . Выберем ось  $x$  за направление падающего пучка, а координату  $x = 0$  за точку входа в мишень. Пусть для определенности вектор напряженности постоянного однородного магнитного поля  $\mathbf{H}$  направлен перпендикулярно падающему пучку; возьмем это направление за ось  $z$ . Будем считать, что потери энергии ионом при торможении  $\Delta E = E_0 - E$  на всем рассматриваемом пути его движения в мишени много меньше, чем его энергия  $E$ , а углы отклонения пучка от начального направления малы. В этом приближении сила Лоренца, действующая со стороны магнитного поля на ион, направлена вдоль оси  $y$ . Введем в рассмотрение функции  $F_i(E, \boldsymbol{\theta}; x)$ , показывающие распределение энергии  $E$  и угла отклонения  $\boldsymbol{\theta} \equiv (\theta, \phi)$  в каждой из зарядовых фракций проходящего пучка ионов в зависимости от пройденного ими пути.

Проследим за некоторой зарядовой фракцией пучка  $i$  в произвольном промежутке  $(x', x)$ . Пусть  $\lambda_{ij} \equiv \lambda_{i \rightarrow j}$  — удельная (отнесенная к единице пути) скорость перехода иона из состояния  $i$  в состояние  $j$ . Тогда  $e^{-\lambda_i(x-x')}$  при  $\lambda_i = \sum_{j \neq i} \lambda_{ij}$  — это фактор ослабления фракции  $i$  на выбранном промежутке  $(x', x)$  за счет процессов перезарядки с переходом иона во все другие зарядовые состояния. Если магнитного поля нет ( $H=0$ ), то в диффузионном приближении изменение самого распределения  $F_i(E, \boldsymbol{\theta}; x)$  от точки  $x'$  к точке  $x$ , сопровождающее ослабление фракции  $i$ , определяется сверткой функции  $F_i(E, \boldsymbol{\theta}; x')$  в точке  $x'$  с гауссовым пропагатором

$$g_i^{(H=0)}(E' - E, |\boldsymbol{\theta}' - \boldsymbol{\theta}|; x - x') = \frac{\exp\left\{-[E' - E - S_i(x - x')]^2 / 2\Omega_i^2(x - x')\right\}}{\sqrt{2\pi\Omega_i^2(x - x')}} \times \frac{\exp\left\{-|\boldsymbol{\theta}' - \boldsymbol{\theta}|^2 / 2\delta_i^2(x - x')\right\}}{2\pi\delta_i^2(x - x')}, \quad (1)$$

где  $S_i$  и  $\Omega_i^2$  — параметры эффективного торможения и энергетического стрегглинга соответственно, а  $\delta_i^2$  — показатель углового стрегглинга для иона, «замороженного» в зарядовом состоянии  $i$ .

Взаимодействие с магнитным полем приводит к систематическому смещению пучка вдоль оси  $y$ . По прохождении пути  $(x', x)$  приращение поперечного импульса иона в направлении оси  $y$  составляет в среднем величину  $\langle \Delta p_y \rangle_i = F_i^L \cdot \frac{x-x'}{v}$ , где  $F_i^L = q_i \frac{e}{c} v H$  — сила Лоренца, а  $v$  — скорость поступательного движения ионов вдоль оси  $x$ . В приближении малых отклонений пучок смещается от первоначального направления движения в среднем на угол  $\langle \Delta \boldsymbol{\theta} \rangle_i = q_i \frac{1}{m_A v} \frac{e}{c} H \cdot (x - x')$ , величина которого меняется от фракции к фракции пропорционально заряду иона  $q_i$  (здесь  $m_A$  — масса иона). Для учета этого смещения изменим экспоненциальный фактор в пропагаторе (1):

$$\exp\left\{-|\boldsymbol{\theta}' - \boldsymbol{\theta}|^2 / 2\delta_i^2(x - x')\right\} \rightarrow \exp\left\{-|\boldsymbol{\theta}' - \boldsymbol{\theta} - \langle \Delta \boldsymbol{\theta} \rangle_i|^2 / 2\delta_i^2(x - x')\right\}. \quad (2)$$

Применим изложенное к функции распределения  $F_i(E, \boldsymbol{\theta}; x)$  на всем участке от входа в мишень ( $x = 0$ ) до точки  $x$  и учтем наряду с ослаблением выбранной компоненты  $i$  за счет переходов ионов в другие зарядовые состояния, также приток ионов из других зарядовых состояний в состояние  $i$ . Вклад этого процесса определяется скоростями переходов  $\lambda_{j \rightarrow i}$  и распределением энергии и угла отклонения  $F_j(E, \boldsymbol{\theta}; x)$  во фракциях  $j \neq i$  на всем участке от входа в мишень до точки  $x$ . В итоге мы получаем систему связанных интегральных уравнений, охватывающих весь набор функций распределения:

$$F_i(E, \boldsymbol{\theta}; x) = e^{-\lambda_i x} \iint g_i^{(H)}(E' - E, |\boldsymbol{\theta}' - \boldsymbol{\theta} - \langle \Delta \boldsymbol{\theta} \rangle_i; x) \times F_i(E, \boldsymbol{\theta}, x = 0) dE' d\Omega' + \sum_{j \neq i} \int_0^x dx' \iint e^{-\lambda_i(x-x')} \times g_i(E' - E, |\boldsymbol{\theta}' - \boldsymbol{\theta} - \langle \Delta \boldsymbol{\theta} \rangle_i; x - x') \times F_j(E', \boldsymbol{\theta}'; x') dE' d\Omega', \quad i, j = 1, \dots, N, \quad (3)$$

где функциями  $F_i(E, \boldsymbol{\theta}; x = 0)$  заданы свойства пучка при входе в мишень. В систему уравнений (3) входят пропагаторы

$$g_i^{(H)}(E' - E, |\boldsymbol{\theta}' - \boldsymbol{\theta}|; x - x') = \frac{\exp\left\{-[E' - E - S_i(x - x')]^2 / 2\Omega_i^2(x - x')\right\}}{\sqrt{2\pi\Omega_i^2(x - x')}} \times \frac{\exp\left\{-|\boldsymbol{\theta}' - \boldsymbol{\theta} - \langle \Delta \boldsymbol{\theta} \rangle_i|^2 / 2\delta_i^2(x - x')\right\}}{2\pi\delta_i^2(x - x')}, \quad (4)$$

показывающие, как происходило бы торможение, энергетический разброс, отклонение магнитным полем и угловой разброс пучка ионов, находящихся на протяжении всего пути в определенных зарядовых состояниях.

## 2. Эффект магнитного поля. Пример

Пусть на мишень падает пучок ионов в состоянии  $i_0$ . При  $i = i_0$  первое слагаемое в правой части уравнения (3) характеризует особую компоненту проходящего пучка (назовем ее «реликтовой»), где все ионы проходят путь от входа в мишень до точки наблюдения, не меняя своего начального зарядового состояния. Ее выделение на фоне остальной части пучка представляет интерес для прямого определения парциальных параметров торможения и углового разброса ионов в фиксированном зарядовом состоянии. В текущих экспериментальных исследованиях отбору событий, где зарядовое состояние иона на выходе из мишени совпадает с его зарядовым состоянием на входе, придается большое значение (см., напр., [9, 10]). Однако доля реликтовой компоненты в этой части пучка быстро падает по мере его прохождения через мишень, уступая место ионам, которые, временно перейдя в другие зарядовые состояния, возвращаются в исходное на выходе из мишени (назовем эту компоненту «дополняющей»). До настоящего времени уверенно разделить их вклады удалось лишь в работе [7] при изучении прохождения водородоподобных ионов лития  $\text{Li}^{2+}$  через тонкие углеродные пленки. В других известных случаях вклады реликтовой и дополняющей компонент в спектры энергетических потерь ионов очень сильно перекрываются. Наложение магнитного поля должно способствовать их разделению.

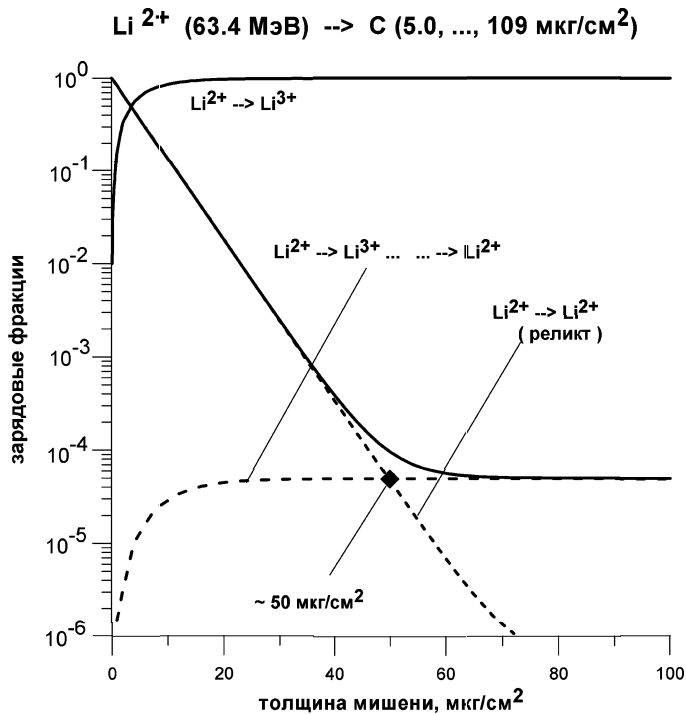


Рис. 1. Распределение зарядовых фракций в пучке ионов лития с энергией 63.4 МэВ при прохождении через углеродную мишень; начальное зарядовое состояние пучка —  $\text{Li}^{2+}$ . На рисунке выделена точка  $x \approx 50$  мкг/см<sup>2</sup>, где доли реликтовой и дополняющей компонент зарядовой фракции  $\text{Li}^{2+}$  сравниваются между собой

На рис. 1 показано рассчитанное распределение зарядовых фракций  $\text{Li}^{2+}$  и  $\text{Li}^{3+}$  в пучке ионов лития при прохождении через углеродную пленку в условиях работы [7]. Преобладающая часть падающих на мишень ионов  $\text{Li}^{2+}$  быстро, в пределах 5–10 мкг/см<sup>2</sup>, теряет электрон и переходит в зарядовое состояние  $\text{Li}^{3+}$ . Обратный переход происходит очень медленно, и лишь по прохождении слоя примерно в 50 мкг/см<sup>2</sup> веса реликтовой компоненты и дополняющей компоненты, возникающей в цепочке переходов  $\text{Li}^{2+} \rightarrow \text{Li}^{3+} \rightarrow \text{Li}^{2+}$ , сравниваются между собой. Приняв условия работы [7], касающиеся энергии ионов (63.4 МэВ), скоростей перезарядки  $\lambda_{\text{Li}^{2+} \rightarrow \text{Li}^{3+}}$  и  $\lambda_{\text{Li}^{3+} \rightarrow \text{Li}^{2+}}$  и всех параметров торможения, рассчитаем функцию  $F_{\text{Li}^{2+}}(E, \theta; x)$ , дающую распределение по потерянной энергии и углу отклонения ионов лития  $\text{Li}^{2+}$  при прохождении через

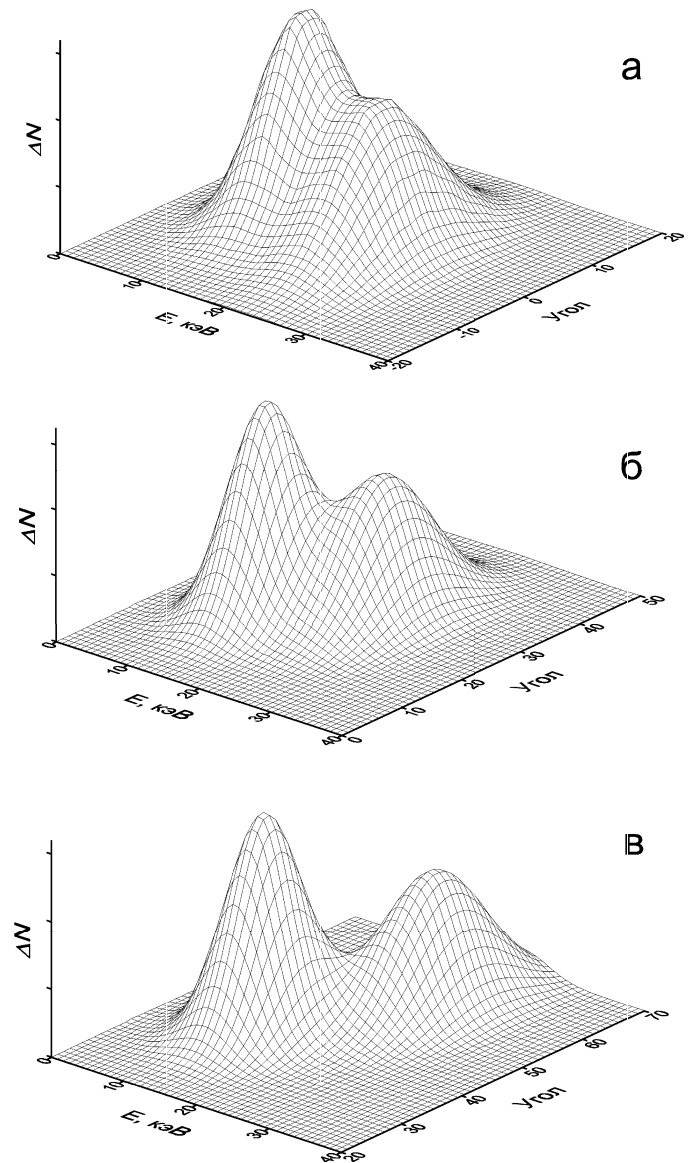


Рис. 2. Распределение потерянной энергии  $\Delta E$  и угла отклонения в пучке ионов  $\text{Li}^{2+}$  при энергии 63.4 МэВ в условной газовой среде по прохождении пути в 50 мкг/см<sup>2</sup> в отсутствии (а) и при наложении магнитного поля разной величины: (б)  $\langle \Delta \theta \rangle_{\text{Li}^{2+}} = 20 \tau$ ; (в)  $\langle \Delta \theta \rangle_{\text{Li}^{2+}} = 40 \tau$

условную газовую мишень. На рис. 2, а показаны результаты такого расчета, выполненные в работе [2] для случая, когда магнитного поля нет. Распределение по углу отклонения показано в условных единицах  $\tau = \sqrt{\delta_1^2 x}$  при  $x = 1$  мкг/см<sup>2</sup>, где  $\delta_1^2$  относится к зарядовому состоянию  $\text{Li}^{2+}$ . Расчеты настоящей работы, показанные на рис. 2, б ( $\langle \Delta \theta \rangle_{\text{Li}^{2+}} = 20\tau$ ) и рис. 2, в ( $\langle \Delta \theta \rangle_{\text{Li}^{2+}} = 40\tau$ ), выполнены применительно к той же условной газовой среде при наличии магнитного поля. Природа специфической двугорбой формы распределения по потерянной энергии и по углу отклонения одна и та же — эффект перезарядки. Однако в отличие от первого случая использование магнитного поля позволяет влиять на степень перекрытия вкладов реликтовой и дополняющей компонент, варьируя напряженность поля.

### Заключение

В работе поставлен вопрос о совместном описании торможения, перезарядки и углового разброса в пучке быстрых многозарядных ионов, проходящих через разреженную среду в присутствии магнитного поля. Предложено его принципиальное решение, где стохастический характер изменений силы торможения иона и отклоняющей силы, действующей на него со стороны магнитного поля, учитывается в рамках системы связанных кинетических уравнений для парциальных (разрешенных по зарядовому состоянию иона) функций распределения. Применительно к условной газовой среде дан пример расчета. Метод предлагается для использования в задачах физики взаимодействия излучений с веществом, физики и техники ускорителей и накопителей заряженных частиц, астрофизики и геофизики.

Авторы благодарны С.Н. Кузнецову, Г.П. Похилу и Я.А. Тепловой за обсуждение.

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ (грант 00-02-17207).

### Литература

1. Балашов В.В., Бибиков А.В., Бодренко И.В. // Изв. РАН, Сер. физ. 1998. № 4. С. 734.
2. Balashov V.V., Bodrenko I.V. // Physica Scripta. 1999. **T80**. P. 254.
3. An International Accelerator Facility for Beams of Ions and Antiprotons (Conceptual Design Report), GSI, Darmstadt, Germany; 2001, GSI.
4. Lamb W.E. // Phys. Rev. 1940. **50**. P. 696.
5. Bohr N., Lindhard J. // Mat. Phys. Medd. Dan. Vid. Selks. 1954. **28**. P. 7.
6. Балашов В.В., Бибиков А.В., Бодренко И.В. // Вестн. Моск. ун-та. Физ. Астрон. 2002. № 2. С. 28 (Moscow University Phys. Bull. 2002. No. 2. P. 34).
7. Ogawa H., Katayama I., Sugai I. et al. // Nucl. Instr. Meth. Phys. Res. 1996. **B115**. P. 66.
8. Spjeldvik W.N. // Radiation Belts: Models and Standards, Geophysical Monograph. 1996. **97**. P. 63.
9. Rosner B., Datz S., Wu W. et al. // Phys. Rev. 1998. **A57**. P. 2737.
10. Blazevic A., Bohlen H.G., Oertzen W. von // Nucl. Instr. and Meth. Phys. Res. 2002. **B190**. P. 64.
11. Балашов В.В., Бибиков А.В., Бодренко И.В. // ЖЭТФ. 1997. **111**. P. 2226.
12. Winterbon K.B. // Nucl. Instr. Meth. 1977. **144**. P. 311.

Поступила в редакцию  
13.01.03

УДК 533.9

## ДВИЖЕНИЕ ЗАРЯЖЕННЫХ ЧАСТИЦ В ГЕОМАГНИТНОМ ПОЛЕ НА ГРАНИЦЕ ПРИМЕНИМОСТИ ДРЕЙФОВОГО ПРИБЛИЖЕНИЯ

С. Н. Кузнецов, И. Н. Мягкова, Б. Ю. Юшков

(НИИЯФ)

E-mail: kuznets@srd.sinp.msu.ru

**Рассмотрено нарушение адиабатичности движения заряженной частицы в геомагнитном поле, описываемом моделью IGRF. Получена долготная зависимость границы адиабатичности движения.**

Наиболее энергичную часть потока частиц, захваченных геомагнитным полем, представляют протоны, возникающие при распаде нейтронов альbedo галактических космических лучей. Спектр этих протонов обрезан со стороны высоких энергий, причем максимальная энергия уменьшается с ростом  $L$  — параметра Мак-Илвайна дрейфовой оболочки. Су-

ществование предельной энергии захваченных частиц связано с нарушением первого адиабатического инварианта движения (магнитного момента частицы) [1], приводящим к рассеянию частиц в конус потерь.

Сложное движение заряженной частицы в неоднородном магнитном поле можно представить как