

ИССЛЕДОВАНИЯ ПРОХОЖДЕНИЯ СВЕРХТЯЖЕЛЫХ ИОНОВ ЧЕРЕЗ ОДНОРОДНЫЕ СРЕДЫ ПРИ ЭНЕРГИЯХ 100–1000 МЭВ НА НУКЛОН

С. Д. Богданов*, С. С. Богданов, Е. Е. Журкин, В. Ф. Космач

Санкт-Петербургский государственный технический университет
195251, Санкт-Петербург, Россия

Поступила в редакцию 2 июля 1998 г.

Работа продолжает экспериментальное и теоретическое исследование влияния Z_1^3 -добавки к тормозным способностям ионов на процессы прохождения тяжелых ионов ^{40}Ar , ^{56}Fe , ^{197}Au , ^{131}Xe , ^{238}U с энергией около 1 ГэВ/нуклон через гомогенную среду. Подтверждено обнаруженное ранее систематическое расхождение расчетных данных, базирующихся на первом борновском приближении для описания процесса рассеяния частицы на электронах атомов среды, и экспериментальных величин полных ионизационных пробегов ядер и их тормозных способностей, возрастающее при увеличении атомного номера ядра снаряда. Показано, что введение Z_1^3 -поправки в виде, предложенном Джексоном и Маккартли, устраняет, особенно для ионов с $Z_1 > 50$, систематическое расхождение расчетных и экспериментальных величин. Для исследованного диапазона энергий решающий вклад в наблюдаемый Z_1^3 -эффект дает процесс релятивистского моттовского рассеяния частицы на электронах атомов мишени.

1. ВВЕДЕНИЕ

Несмотря на кажущееся обилие экспериментальной информации, данные по прохождению тяжелых ядер через гомогенные среды по-прежнему отрывочны и неполны. Большинство моделей, описывающих такие интегральные характеристики процесса прохождения тяжелых ядер с энергией около 1 ГэВ/нуклон, как ионизационные пробеги тяжелых ядер, продольные и поперечные страгглинги этих пробегов, тормозные способности тяжелых ионов, были созданы и тестированы более 20 лет назад на заряженных частицах, имеющих малые массу и энергию [1–8].

В последнее время в ряде экспериментальных работ по исследованию прохождения ядер с атомным номером более 75 были получены указания на заметные отклонения пробегов этих ядер [9–16] и их тормозных способностей [17] от простой Z_1^2 -зависимости от атомного номера иона, предписанной теорией Бете—Блоха [1, 2].

Настоящая работа продолжает экспериментальное и теоретическое исследование влияния Z_1^3 -добавки к тормозным способностям ионов на процессы прохождения тяжелых ядер от неона до урана с энергией около 1 ГэВ/нуклон через гомогенную среду в условиях полного опыта, предоставляемого методом ядерных эмульсий [12–15]. В работе получены новые экспериментальные данные по полным ионизационным пробегам ядер в отечественной эмульсии НИКФИ БР-2 и распределениям этих пробегов. Проведен анализ влияния энергии, заряда и массы снаряда, атомного номера мишени на интегральные характеристики процесса.

*E-mail: bogdanov@adron.hop.stu.neva.ru

2. ЭКСПЕРИМЕНТ

Пять камер, составленных из 30–35 слоев эмульсии БР-2 стандартного состава [18] (с числом ядер в 1 см^3 , $n_i \cdot 10^{-22}$, равным соответственно для Н 3.148, С — 1.412, N — 0.396, O — 0.956, S — 0.004, I — 0.002, Вг — 1.031, Ag — 1.036), экспонировались на ускорителе БЭВАЛАК (г. Беркли, США) на пучках ядер ^{40}Ar с энергией 505 МэВ/нуклон, ^{56}Fe с энергиями 500, и 1000 МэВ/нуклон, ^{197}Au с энергией 1147.2 МэВ/нуклон и ^{238}U с энергией 927.6 МэВ/нуклон. Средний флюенс при облучениях составил 500–1500 частиц/см². Размеры отдельного слоя были близкими к $10 \times 10 \times 0.05 \text{ см}^3$. Пучок входил в стопку фотоэмульсионных пластин примерно параллельно поверхности слоев при всех облучениях. Углы наклона пучков ядер в непроявленной эмульсии не превышали двух градусов. Перед эмульсией во время облучения находились два слоя черной бумаги толщиной 220 мкм и один слой полиэтилена толщиной 190 мкм. Фотографическая обработка камер осуществлялась в Лаборатории высоких энергий ОИЯИ (г. Дубна, Россия). Перед проявлением камер проводились измерения толщины каждого слоя эмульсии в четырех симметричных точках. Оказалось, что толщина непроявленного слоя флуктуирует со среднеквадратичным отклонением, близким к 4 мкм. Все пластины были промаркированы нанесенной фотографическим способом миллиметровой сеткой.

Поиск остановок первичных ионов осуществлялся методом двойного, быстрого и медленного, просмотра вдоль первичного следа на микроскопах МБИ-9 при увеличениях 10×15 , 20×15 и 40×15 . Следы ионов, имеющих признаки неупругого или упругого взаимодействия с ядрами эмульсии, исключались. Выбор весьма малого увеличения исследуемых объектов для первичного просмотра был продиктован спецификой изучаемых следов. Видимая толщина трека ядер урана изменялась вдоль следа от 20 до 50 мкм, близкие толщины имели и следы ядер золота. Для сравнения отметим, что толщина миллиметровой сетки близка к 15 мкм.

Для определения характеристик отдельного следа применялась координатная методика [19], использующая созданную трехмерную систему координат, включающую в себя номер пластинки в камере, координаты квадрата миллиметровой сетки пластинки и координаты события внутри квадрата. Каждый след характеризовался координатой входа ядра в пластинку и координатой точки события (остановки или взаимодействия). Для оценки точности координатной методики были проведены многократные измерения на выделенных следах. Измерения проводились каждую неделю на протяжении трех месяцев, и среднеквадратичная ошибка отдельного измерения длины одного и того же следа составила 30 мкм на базе 30000–80000 мкм.

Статистика обнаруженных и измеренных следов останавливающихся, не испытывавших ядерных взаимодействий ионов ^{40}Ar , ^{56}Fe , ^{197}Au и ^{238}U составила 267, 756 (для двух энергий), 537 и 518 следов соответственно, что более чем в два раза превышает статистику работы [12]. На рис. 1 приведены полученные в настоящей работе экспериментальные распределения длин треков ядер урана с начальной энергией 924.3 МэВ/нуклон (рис. 1а) и ядер золота с энергией 1144.4 МэВ/нуклон (рис. 1б), останавливающихся в эмульсии БР-2. При определении энергии ядер учтены энергетические потери в веществе, проходимом пучком ядер перед попаданием в эмульсию. Видно, что эти унимодальные распределения напоминают распределения Гаусса, однако критерии согласия χ^2/k далеки от единиц. Оценка страгглинга пробегов ядер урана исходя из данных по страгглингу протонов той же скорости [20] с учетом обратно пропорциональ-

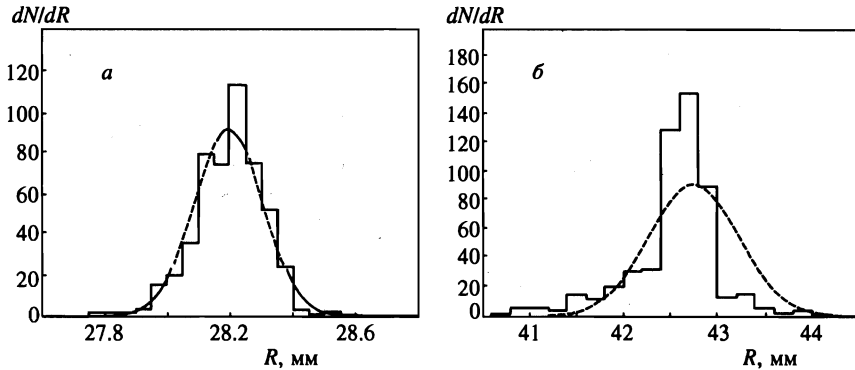


Рис. 1. Распределение останавливающихся в эмульсии БР-2 ионов ^{238}U с энергией 924.3 МэВ/нуклон (1а, ячейка размером 0.05 мм) и ^{197}Au с энергией 1144.4 МэВ/нуклон (1б, ячейка размером 0.2 мм) по длине ионизационного пробега. Параметры распределений Гаусса (для ^{238}U $N = 518$ следов, $\langle R \rangle = 28.197$ мм, $\sigma = 0.116$ мм; для ^{197}Au $N = 537$ следов, $\langle R \rangle = 42.75$ мм, $\sigma = 0.471$ мм) определены из эксперимента. Критерии согласия при 16 степенях свободы равны $\chi^2/k = 2.19$ (а) и $\chi^2/k = 9.43$ (б)

ной зависимости относительного страгглинга от квадратного корня из массы урана дает $\sigma = 0.017$ мм, что примерно в десять раз меньше полученного экспериментального значения. Скорее всего, наблюдающиеся отличия экспериментальных распределений длин пробегов ионов от теоретических распределений Гаусса связаны с энергетическим разбросом пучка налетающих ядер по энергии.

3. МОДЕЛЬНЫЕ ПРЕДСТАВЛЕНИЯ И ТЕСТИРОВАНИЕ ПРОГРАММ

Основы теории торможения заряженных частиц высоких энергий были заложены Бором, Бете и Блохом [1, 2]. При этом тормозная способность (S_{e2}) записывается в виде

$$S_{e2} = \frac{4\pi Z_1^2 e^4}{m_e v^2} Z_2 L(\beta, Z_2), \quad (1)$$

где e , m_e — заряд и масса электрона, Z_1 , v — зарядовый номер иона и его скорость, $\beta = v/c$, c — скорость света в вакууме, Z_2 — зарядовый номер атомов среды, $L(\beta, Z_2)$ — «логарифм» в формуле Бете—Блоха, который часто представляется в форме

$$L(\beta, Z_2) = \ln \frac{2m_e v^2}{\langle I \rangle} + \ln \frac{1}{(1 - \beta^2)^2} - \beta^2 - \frac{C}{Z_2}, \quad (2)$$

где $\langle I \rangle$ — средний ионизационный потенциал мишени. Первое слагаемое — стандартный вид логарифма в формуле Бете, второе и третье слагаемые — релятивистские поправки, четвертое слагаемое — поправка на влияние связи электронов в атоме. При этом достаточно часто принимаются во внимание зарядовые эффекты, связанные с захватом электронов среды движущимся с малой скоростью ионом.

Следует отметить, что в классической теории Бете—Блоха для описания процесса рассеяния частицы на электронах атомов среды применяется только первое борновское

приближение. Учет второго борновского приближения приводит к появлению малого положительного слагаемого в выражении для суммарной тормозной способности S_{e3} , пропорционального Z_1^3 :

$$S_{e3} = S_{e2} [1 + Z_{1eff}(J/I)], \quad (3)$$

где Z_{1eff} — эффективный заряд иона, а член S_{e2} соответствует стандартным моделям Бете—Блоха, J/I — малая положительная величина. И действительно, подобный эффект был обнаружен экспериментально Баркасом с сотрудниками при измерении пробегов π^+ - и π^- -мезонов одинаковой энергии в ядерной фотоэмульсии. Оказалось, что их пробеги различаются на несколько процентов [21]. Причем это различие проявилось даже при нерелятивистских скоростях, когда несущественна поправка, непосредственно вытекающая из второго борновского приближения при рассмотрении моттовского рассеяния электронов [22]. Подобный эффект был также установлен Андерсеном и Зиглером [23, 24]. На основе компиляции нескольких тысяч экспериментальных данных ими было показано, что величины электронных потерь энергии α -частиц превышают четырехкратные потери протонов при той же скорости, что противоречит классической зависимости $S_{e2} \propto Z_1^2$.

Количественные оценки Z_1^3 -поправки были сделаны Джексоном и Маккартли в работе [22]. Их формула представляется в виде

$$\frac{J}{I} = \left(\frac{J}{I}\right)_{rel} + \left(\frac{J}{I}\right)_{nonrel} = \frac{\pi\alpha\beta}{2L(\beta, Z_2)} + \frac{F(\nu)}{Z_2^{1/2}}, \quad (4)$$

где $\alpha = 1/137$ — постоянная тонкой структуры, $L(\beta, Z_2)$ — логарифм в формуле Бете—Блоха, $\nu = 137\gamma\beta Z_2^{-1/2}$, $\gamma = (1 - \beta^2)^{-1/2}$. Функция $F(\nu)$ табулирована в [22] и может быть представлена как $F(\nu) = 0.3\nu^{-2}$ при $\nu < 1.5$, $0.5\nu^{-2.3}$ при $1.5 < \nu < 4$ и $0.5\nu^{-2.5}$ при $\nu > 4$.

Вид слагаемых в выражении для J/I связан с различной физикой возникновения Z_1^3 -поправки в различных диапазонах скоростей. В релятивистском случае (первое слагаемое) она связана с учетом второго борновского приближения при рассмотрении рассеяния частицы на электронах атомов мишени. Эта поправка заметна при релятивистских скоростях налетающего иона и примерно пропорциональна скорости частицы: $(J/I)_{rel} \propto \beta$. Второе слагаемое является обобщением теории Эшли, Ритчи и Брандта [25–28] (так называемое ARB-приближение для Z_1^3 -коррекции в слаборелятивистской области) и связана с дополнительным учетом смещения электрона, которое он испытывает за время столкновения. Нерелятивистская поправка имеет существенное влияние при малых скоростях налетающей частицы, при этом $(J/I)_{nonrel} \propto \beta^{-2}$.

Расчеты прохождения быстрых ядер через фотоэмульсию проводились по программе PRAL-96, базирующейся на широко известной модели непрерывного электронного торможения Зиглера, Биерсака и Литмарка (ZBL) [23] и включающей в себя учет упругих соударений иона с ядрами атомов среды, и в рамках усовершенствованной ZBL-модели, включенной в комплекс программ RANGE-96 [29], позволяющих проводить расчеты как без учета Z_1^3 -поправки (т. е. в соответствии с ZBL-моделью), так и с учетом поправки в соответствии с соотношениями (3), (4).

Применение этих программ для расчета прохождения релятивистских частиц в фотоэмульсии потребовало дополнительной проверки, которая была проведена с использованием экспериментальных данных [3–7] по пробегам и страгглингам Н и Не в эмуль-

сии Ilford G5. При этом для эмульсии (многокомпонентной среды) ионизационная тормозная способность вычислялась по правилу Брэгга. Результаты тестирования показали, что программы PRAL и RANGE дают совпадающие между собой в пределах менее 0.1% пробеги ядер H и He в эмульсии. Расчетный пробег частиц по программам PRAL и RANGE оказался систематически меньше (примерно на 2%) экспериментальных и расчетных данных Баркаса. С учетом указанных систематических разногласий наибольшее различие теоретических и экспериментальных данных как в расчетах Баркаса, так и в расчетах настоящей работы одинаково и не превышает (1.5–2)%.

Тестирование алгоритмов RANGE и PRAL было продолжено расчетами прохождения более тяжелых ядер в фотозэмульсии. В большинстве работ для определения ионизационного пробега частицы в ядерной эмульсии используется полуэмпирическая формула Баркаса [8], в которой пробег тяжелого иона $R(\beta)$ с массой M_1 и атомным номером Z_1 связан с пробегом протона той же скорости ($\lambda(\beta)$) как

$$R(\beta) = (M_1/Z_1^2)\lambda(\beta) + C_z(\beta/Z_1)M_1Z_1^{2/3}, \quad (5)$$

где добавочная поправка $C_z(\beta/Z_1)$ обусловлена захватом электронов при малых скоростях тяжелого иона. Обычно она считается универсальной функцией β/Z_1 для данного типа эмульсии и не зависит от атомного номера снаряда.

С помощью программы RANGE зависимость $C_z(\beta/Z_1)$ была получена для ряда ионов численным методом (исходя из предварительно рассчитанных величин $R(\beta)$ для тяжелых ионов и соответствующих величин пробегах протонов λ при той же скорости β). Результаты расчетов показали, что в рамках ZBL-модели «универсальность» зависимости $C_z(\beta/Z_1)$ может быть принята только с погрешностью на уровне 10%, так как для тяжелых ядер (Au, U) поправка $C_z(\beta/Z_1)$ заметно быстрее выходит на «плато» с возрастанием скорости иона, а величина этого «плато» несколько меньше, чем для более легких ядер Ne, Ar и Fe. Нарушение универсальности кривой $C_z(\beta/Z_1)$ связано с различным характером зависимости эффективного заряда тормозящихся ионов от их скорости — ионы, имеющие больший атомный номер, быстрее достигают значения $Z_{eff}/Z = 1$ с возрастанием их скорости. Отметим, что универсальность поправки $C_z(\beta/Z_1)$ обсуждалась в работе [8] только для ионов с $Z_1 \leq 18$ с возможными ошибками на уровне 10%.

Особый интерес вызывают данные о величине максимальной добавки к пробегу тяжелых ядер, обусловленной захватом электронов при малых скоростях тяжелого иона. Эти максимальные добавки к пробегу тяжелых ядер ($C_z(\beta/Z_1)M_1Z_1^{2/3}$) при начальной энергии 1 ГэВ/нуклон составили соответственно 0.08 мм, 0.1 мм, 0.6 мм и 0.7 мм для ядер ^{40}Ar , ^{56}Fe , ^{137}Au и ^{238}U (при полном пробеге равно соответственно 146 мм, 100 мм, 38.8 мм, 34.5 мм), т. е. в гигаэлектронвольтовом диапазоне энергий эта добавка даже для ^{238}U увеличивает его пробег не более чем на 2% и мало влияет на величину $R(\beta)$ для тяжелых ионов.

Таким образом, результаты дополнительной проверки показали, что как универсальная ZBL-модель непрерывного электронного торможения, включающая в себя упругие соударения иона с ядрами атомов среды, лежащая в основе комплексов программ PRAL и RANGE, так и сами программы позволяют с хорошей точностью описать известные параметры торможения легких ядер релятивистского диапазона скоростей в гомогенных средах.

Таблица 1

Ионизационные пробеги тяжелых ионов в эмульсии БР-2 и лексане

Тип иона и мишени	Энергия, МэВ/нуклон	Ионизационный пробег R , мм				
		Эксперимент	Расчет			с учетом Z_1^3 -поправки, RANGE
			без учета Z_1^3 -поправки			
			(5)	PRAL	RANGE	
Ag БР-2	504.2	53.11 ± 0.05	54.71 (3%)	54.25 (2.14%)	54.23 (2.11%)	53.26 (+0.28%)
Fe БР-2	498.7	34.84 ± 0.01	36.26 (4%)	35.82 (2.81%)	35.85 (2.90%)	34.94 (+0.29%)
Fe БР-2	980.8	95.16 ± 0.04	98.0 (3%)	96.10 (0.99%)	96.05 (0.94%)	93.38 (-1.87%)
Au БР-2	1144.4	42.75 ± 0.05	46.23 (8.1%)	45.81 (7.15%)	45.76 (7.04%)	42.11 (-1.49%)
U БР-2	924.3	28.197 ± 0.02	31.35 (11%)	30.68 (8.80%)	30.66 (8.80%)	27.90 (-1.05%)
Au Лексан	975.0	79.49 ± 2.44	—	87.79 (10.4%)	87.75 (10.4%)	81.84 (2.95%)
U Лексан	901.0	63.50 ± 1.90	—	70.50 (11.0%)	70.48 (11.0%)	65.09 (2.50%)

Примечание. В скобках указаны отклонения δ от эксперимента расчетных значений пробегов: $\delta = [(R_{calc} - R_{exp})/R_{exp}] \cdot 100\%$. Ошибки величин R_{exp} определялись с учетом экспериментальной дисперсии распределения длин пробегов. Экспериментальные данные по пробегам в лексане взяты из [16].

4. СРЕДНИЕ ИОНИЗАЦИОННЫЕ ПРОБЕГИ ТЯЖЕЛЫХ ИОНОВ

Экспериментальные данные по полным пробегам ядер и расчетные значения этих величин для сравнения приведены в табл. 1 и 2. В табл. 1 приведены пробеги ядер ^{40}Ar , ^{56}Fe , ^{197}Au и ^{238}U в эмульсии БР-2, измеренные в настоящей работе, и данные [16] по пробегам ядер ^{197}Au и ^{238}U в лексане ($\text{C}_{16}\text{H}_{14}\text{O}_3$ с плотностью 1.2 г/см^3). Энергия налетающих ядер, приведенная во втором столбце таблицы, взята с учетом толщины вещества, проходимого пучками ядер перед попаданием в эмульсию. Результаты прямых измерений приведены в третьем столбце табл. 1. Видно, что точность проведенных измерений в настоящей работе достаточно высока, что связано с довольно большой статистикой измеренных следов. В следующих трех столбцах этой таблицы приведены расчетные

Таблица 2

Пробеги ионов золота с энергией 900 МэВ/нуклон в различных средах

Тип мишени, (Z_2)	Пробег R , г/см ²			
	Эксперимент [11]	Расчет		
		без учета Z_1^3 -поправки		с учетом Z_1^3 -поправки, RANGE
		[11]	RANGE	
(CH) 3.5	8.57 ± 0.01	9.154 (6.81%)	9.14 (6.64%)	8.54 (-0.35%)
(C) 6	9.67 ± 0.07	10.070 (4.14%)	10.06 (4.03%)	9.38 (-3.00%)
(Al) 13	10.54 ± 0.05	11.364 (7.72%)	11.33 (7.39%)	10.50 (-0.47%)
(Cu) 29	12.10 ± 0.04	13.027 (7.66%)	13.07 (8.02%)	12.05 (-0.41%)
(Sn) 50	13.98 ± 0.08	14.877 (6.42%)	15.06 (7.73%)	13.80 (-1.29%)
(Au) 79	15.59 ± 0.01	16.636 (6.71%)	16.74 (7.38%)	15.26 (-2.12%)
(Pb) 82	15.72 ± 0.04	16.863 (7.27%)	17.02 (8.27%)	15.51 (-1.34%)

Примечание. В скобках указаны отклонения δ от эксперимента расчетных значений пробегов:
 $\delta = [(R_{calc} - R_{exp})/R_{exp}] \cdot 100\%$.

значения пробегов ионов, полученные с помощью полуэмпирического соотношения (5), программы PRAL и программы RANGE без учета Z_1^3 -поправки. Из представленных данных следует, что программы PRAL и RANGE дают очень близкие расчетные величины пробегов, расчет по соотношению (5) предсказывает несколько большие (в среднем на 1%) значения пробегов ионов.

При сравнении экспериментальных и расчетных данных обращает на себя внимание тот факт, что относительное разногласие между расчетными (без учета Z_1^3 -поправки) и экспериментальными данными $\delta = [(R_{calc} - R_{exp})/R_{exp}] \cdot 100\%$ систематически увеличивается с ростом атомного номера ядра снаряда от 2% для Ag ($Z_1 = 18$) до (9–11)% для U ($Z_1 = 92$) практически для всех расчетов, выполненных без учета Z_1^3 -поправки. Наблюдаемые отклонения носят систематический характер и выходят за пределы возможных экспериментальных и вычислительных погрешностей, а также возможных различий зарядовых состояний ионов с различными Z_1 при малых скоростях ионов. Добавка

$C_z(\beta/Z_1)M_1Z_1^{2/3}$, как было показано выше, дает вклад в увеличение пробега тяжелого иона не более 2%. В связи с этим мы предположили, что наблюдаемые разногласия в экспериментальных и расчетных пробегах ионов в основном связаны с учетом в проведенных расчетах только первого борновского приближения для описания процесса рассеяния частицы на электронах атомов среды и с пренебрежением вторым приближением.

Для того чтобы оценить влияние Z_1^3 -поправки на пробеги частиц, были проведены соответствующие расчеты по программе RANGE с учетом соотношений (3), (4). Результаты расчетов полных пробегов с учетом Z_1^3 -поправки приведены в седьмом столбце табл. 1. При этом оказалось, что относительное уменьшение пробегов за счет учета Z_1^3 -эффекта в тормозных способностях ионов для случаев, рассмотренных в табл. 1, составляет около 10% и 8% соответственно для U и Au и менее 3% для остальных ионов. Видно, что учет второго борновского приближения заметно улучшил согласие экспериментальных и расчетных данных для тяжелых ядер (Au, U), а также что практически исчезло систематическое увеличение различий между экспериментом и теорией, наблюдавшееся при росте атомного номера иона.

Для дополнительной проверки нашего предположения о существенном влиянии Z_1^3 -поправки в ионизационных потерях энергии частиц на характеристики процесса мы провели расчеты пробегов ядер золота с энергией 900 МэВ/нуклон в CH, C, Al, Cu, Sn, Au, Pb (эксперимент [11]) как с учетом, так и без учета Z_1^3 -эффекта. Результаты представлены в табл. 2. Из этих данных следует, что расчеты в рамках общепринятой Z_1^2 -зависимости электронной тормозной способности (первое борновское приближение) по программе RANGE совпадают в пределах расчетных ошибок (около 1%) с расчетами, проведенными в [11], и отличаются от данных эксперимента в среднем на 7.5%. Учет второго борновского приближения (Z_1^3 -поправки) приводит к устранению разногласий между теорией и экспериментальными данными (см. табл. 2). Остающиеся небольшие различия ($\delta \sim (1-2)\%$) могут быть связаны с возможными отличиями от стандартных значений плотности мишеней, использованных в экспериментах.

Указанные изменения проиллюстрированы на рис. 2. Из рис. 2а следует, что отношение R_{calc}/R_{exp} (без учета Z_1^3 -эффекта) увеличивается с ростом атомного номера иона Z_1 практически линейно как $1 + 10^{-3}Z_1$, т.е. расчетная величина пробега в рамках первого борновского приближения для ионизационных потерь энергии заметно превышает экспериментальный пробег иона, и это различие постоянно нарастает с коэффициентом 10^{-3} при переходе к сверхтяжелым ионам, что согласуется с теоретическими оценками Z_1^3 -поправки согласно формулам (3), (4). Видно, что введение в расчет этой поправки снимает наблюдаемое систематическое изменение. Из рис. 2б следует, что среднее отношение расчетных пробегов к экспериментальным для ядер золота при энергии 900 МэВ/нуклон, определенное по классической схеме, практически не зависит от атомного номера среды и близко к 1.07. Учет второго приближения понижает это отношение до единицы.

В настоящей работе был также проведен анализ влияния Z_1^3 -поправки в ионизационных потерях быстрых многозарядных частиц на их пробеги в трех гомогенных средах — в водороде (H, $\rho = 0.0715$ г/см³), в эмульсии БР-2 и в серебре (Ag, $\rho = 10.5$ г/см³). Расчеты пробегов проводились по программам PRAL и RANGE для ядер ⁵⁶Fe и ²³⁸U с энергиями от 300 до 1000 МэВ/нуклон. Отметим при этом, что уже начиная с энергий свыше 100 МэВ/нуклон вклад в тормозную способность от $(J/I)_{rel}$ превышает соответствующий вклад от $(J/I)_{nonrel}$ более чем в десять раз, т.е. поправка $F(\nu)/Z_2^{1/2}$ в (4)

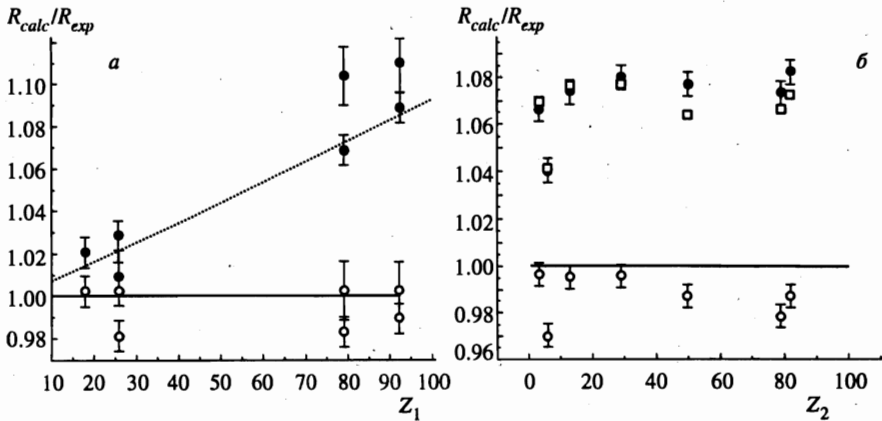


Рис. 2. Зависимости отношения расчетных и экспериментальных пробегов ионов Ag, Fe, Au, U в эмульсии БР-2 и лексане от атомного номера иона Z_1 (а — эксперимент настоящей работы и [16]) и ионов Au с энергией 900 МэВ/нуклон от атомного номера мишени Z_2 (б — эксперимент [11]). Черные кружки — расчет (R_{calc}) настоящей работы без учета Z_1^3 -поправки, светлые кружки — расчет (R_{calc}) настоящей работы с учетом Z_1^3 -поправки, прямоугольники — расчет (R_{calc}) работы [11] (стандартная модель Бете—Блоха). Сплошными линиями выделена зависимость $R_{calc}/R_{exp} = 1$, пунктир — $R_{calc}/R_{exp} = 1 + 0.001Z_1$

играет в данном случае весьма слабую роль.

С целью выделения влияния атомного номера среды и энергии частицы введем в рассмотрение коэффициент относительного уменьшения пробегов частиц $\alpha_R(E, Z_2)$, связанный с учетом Z_1^3 -поправки:

$$\alpha_R(E, Z_2) = \frac{R_2(E) - R_3(E)}{Z_1 R_2(E)}, \tag{6}$$

где $R_2(E)$ — пробег иона с энергией E в мишени Z_2 , вычисленный без учета Z_1^3 -поправки, $R_3(E)$ — пробег, вычисленный с учетом Z_1^3 -поправки.

Расчеты показали, что $\alpha_R(E, Z_2)$ слабо возрастает при увеличении энергии иона в диапазоне энергий 300–1000 МэВ/нуклон (в водороде для ^{56}Fe от 0.062 до 0.079, для ^{238}U от 0.056 до 0.075). При возрастании атомного номера мишени изменения более существенные — при переходе от мишени из водорода к мишени из серебра для ^{56}Fe при энергии 1000 МэВ/нуклон $\alpha_R(E, Z_2)$ увеличивается до 0.113, для ^{238}U — до 0.104. Таким образом, для надежного экспериментального определения коэффициента относительного уменьшения пробегов частиц $\alpha_R(E, Z_2)$, связанного с учетом Z_1^3 -поправки, можно рекомендовать эксперименты с наибольшими энергиями первичных ионов и мишени с большим атомным номером. Однако, к сожалению, точность экспериментальных данных (табл. 2, рис. 2б) пока не позволяет выделить этот эффект.

Весьма неожиданным результатом является зависимость относительного уменьшения пробегов частиц не только от скорости налетающего иона и атомного номера среды, что естественным образом вытекает из физики процесса, но и от Z_1 (атомного номера налетающего иона): чем больше Z_1 , тем меньше коэффициент $\alpha_R(E, Z_2)$; так, для ^{56}Fe и ^{238}U при энергии 300 МэВ/нуклон в серебре коэффициент $\alpha_R(E, Z_2)$ составил 0.097 и 0.088 соответственно. Проведенный анализ показал, что этот эффект связан в основном

с увеличением при росте Z_1 добавки $C_z M_1 Z_1^{2/3}$ к пробегу ядер, обусловленной захватом электронов при малых скоростях тяжелого иона и, как следствие, уменьшением $\alpha_R(E, Z_2)$.

5. ТОРМОЗНЫЕ СПОСОБНОСТИ ТЯЖЕЛЫХ ИОНОВ

Рассмотренные выше данные свидетельствуют о необходимости учета релятивистской Z_1^3 -поправки в тормозных способностях ионов для адекватного расчета пробегов тяжелых частиц в веществе. Однако было бы важно провести прямые экспериментальные измерения тормозных способностей тяжелых релятивистских частиц с одинаковыми скоростями. В работе [17] в ходе экспериментов на ускорителе БЭВАЛАК были измерены тормозные способности релятивистских ядер Ag с энергией 985 МэВ/нуклон и Хе при энергии 780 МэВ/нуклон в Be, C, Al, Zn и Bi. При этом авторы указали на систематическое отличие (составляющее $\approx 6\%$) измеренных величин тормозных способностей в различных средах для ионов ксенона, S_e (Xe), от результатов соответствующих расчетов в рамках теории Бете—Блоха, тогда как для ионов аргона таких различий не наблюдается.

В табл. 3 результаты работы [17] представлены вместе с соответствующими данными расчетов, выполненных авторами настоящей работы как в рамках стандартной ЗБЛ-модели, так и с учетом Z_1^3 -эффекта. Видно, что расчетные данные правильно описывают экспериментальную зависимость тормозных способностей ионов в различных средах от атомного номера мишени Z_2 , которая в среднем является убывающей функцией Z_2 . Кроме того, как в эксперименте, так и в обоих вариантах расчета отчетливо наблюдаются Z_2 -осцилляции тормозных способностей. Так, S_e (Ar) и S_e (Xe) в случае мишеней из бериллия и алюминия оказываются меньше, чем в случае углеродной мишени. В то же время рассчитанные без Z_1^3 -эффекта тормозные способности для ионов Хе систематически меньше на 6% величин, измеренных экспериментально. Учет Z_1^3 -поправки позволяет получить численное согласие экспериментальных и расчетных данных.

На рис. 3 представлены отношения тормозных способностей ядер Хе при энергии 780 МэВ/нуклон к тормозным способностям ядер Ag с энергией 985 МэВ/нуклон для разных сред от бериллия до висмута. Отношение зарядов релятивистских ядер равно трем, и в рамках классического подхода отношение тормозных способностей этих ионов при равных скоростях должно быть равно девяти. Учет небольшого различия скоростей ионов Ag и Хе приводит к отношению $S_e(\text{Ar})/S_e(\text{Xe})=9.5$. Имеющееся экспериментальное отношение $S_e(\text{Ar})/S_e(\text{Xe})$ равно 10.157 ± 0.25 [17]. Рассчитанные с учетом Z_1^3 -эффекта тормозные способности ионов Ag и Хе приводят к другому отношению, равному 9.9, что улучшает согласие с экспериментом.

6. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Таким образом, в настоящей работе на увеличенной статистике проведено комплексное исследование влияния атомного номера и энергии ядра снаряда, атомного номера ядер мишени на основные характеристики прохождения тяжелых ядер с энергией около 1 ГэВ/нуклон через гомогенные среды.

Таблица 3

Электронные тормозные способности ядер Ag при энергии 985 МэВ/нуклон и Xe при 780 МэВ/нуклон в различных средах (Z_2)

Z_2	S_e (Ag), МэВ/(мг/см ²)			S_e (Xe), МэВ/(мг/см ²)		
	Эксперимент [17]	RANGE		Эксперимент [17]	RANGE	
		без Z_1^3 -поправки	с Z_1^3 -поправкой		без Z_1^3 -поправки	с Z_1^3 -поправкой
4 Be	0.58 ± 0.02	0.583 (0.52%)	0.593 (2.24%)	5.8 ± 0.1	5.57 (-3.97%)	5.86 (1.03%)
6 C	0.64 ± 0.02	0.641 (0.16%)	0.653 (2.03%)	6.5 ± 0.1	6.12 (-5.85%)	6.45 (-0.77%)
13 Al	0.58 ± 0.02	0.574 (-1.03%)	0.585 (0.86%)	5.8 ± 0.1	5.46 (-5.86%)	5.78 (-0.34%)
30 Zn	0.50 ± 0.02	0.506 (1.20%)	0.517 (3.40%)	5.2 ± 0.1	4.80 (-7.50%)	5.12 (-1.54%)
83 Bi	0.39 ± 0.01	0.393 (0.77%)	0.402 (3.08%)	4.0 ± 0.05	3.72 (-7.00%)	3.99 (-0.25%)

Примечание. В скобках указаны отклонения от эксперимента расчетных значений электронной тормозной способности: $\delta = [(S_e^{calc} - S_e^{exp})/S_e^{calc}] \cdot 100\%$.

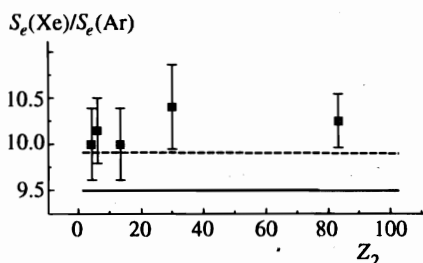


Рис. 3. Зависимость отношения электронной тормозной способности ионов Xe с энергией 780 МэВ/нуклон к электронной тормозной способности ионов Ag с энергией 985 МэВ/нуклон от атомного номера мишени Z_2 (эксперимент [17]). Линии — результаты расчета настоящей работы по стандартной ZBL-модели в рамках Z_1^2 -зависимости (сплошная) и с учетом Z_1^3 -поправки (штриховая)

Подтверждено обнаруженное ранее систематическое расхождение расчетных данных, базирующихся на первом борновском приближении для описания процесса рассеяния частицы на электронах атомов среды (формула Бете—Блоха, формула Баркаса, теория Z_1^2 -масштабирования), и экспериментальных величин полных ионизационных пробегов ядер и их тормозных способностей, которое возрастает при увеличении атомного номера ядра снаряда.

Исследовано влияние второго борновского приближения (Z_1^3 -поправки) в ионизационных потерях быстрых многозарядных частиц на пробеги и тормозную способность этих частиц в гомогенных средах. Показано, что введение Z_1^3 -поправки в виде, предло-

женном Джексоном и Маккартли, устраняет систематическое расхождение расчетных и экспериментальных величин. При этом для исследованного диапазона энергий решающий вклад в наблюдаемый Z_1^3 -эффект дает процесс релятивистского моттовского рассеяния частиц на электронах атомов мишени.

Работа выполнена при поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (проект 98-02-18173).

Литература

1. H. A. Bethe, *Ann. Phys.* **5**, 325 (1930).
2. F. Bloch, *Ann. Phys.* **16**, 287 (1933).
3. W. H. Barkas, P. H. Barrett, P. Cuer et al., *Phys. Rev.* **102**, 583 (1956).
4. W. H. Barkas, P. H. Barrett, P. Cuer et al., *Nuovo Cimento* **8**, 185 (1958).
5. W. H. Barkas, P. H. Barrett, P. Cuer et al., *Nuovo Cimento* **8**, 201 (1958).
6. W. H. Barkas, F. M. Smith, and W. Birnbaum, *Phys. Rev.* **98**, 605 (1955).
7. W. H. Barkas, *Nuclear Research Emulsion*, Academic Press, New York, London (1963) Vol. 1; (1973) Vol. 2.
8. H. H. Heckmann, B. L. Perkins, W. G. Simon et al., *Phys. Rev.* **117**, 544 (1960).
9. C. J. Waddington, P. S. Freier, and D. J. Fixsen, *Phys. Rev. A* **28**, 464 (1983).
10. E. M. Friedlander, H. H. Heckman, and Y. J. Karant, *Phys. Rev. C* **27**, 2436 (1983).
11. C. J. Waddington, D. J. Fixseen, H. J. Crawford et al., *Phys. Rev. A* **34**, 3700 (1986).
12. С. Д. Богданов, Е. Е. Журкин, В. Ф. Космач, Д. Хассан, *Письма в ЖЭТФ* **58**, 711 (1993).
13. S. D. Bogdanov, S. S. Bogdanov, V. E. Dudkin et al., *Rad. Measurements* **25**, 111 (1995).
14. В. А. Бакаев, С. Д. Богданов, С. С. Богданов и др., *Поверхность* вып. 2, 101 (1997).
15. В. А. Бакаев, С. Д. Богданов, С. С. Богданов и др., *Поверхность* вып. 6, 31 (1997).
16. J. Mompart, C. Domingo, C. Baixeras et al., *Nucl. Instrum. and Meth. in Phys. Res. B* **107**, 56 (1996).
17. C. Scheidenberger, H. Geissel, Th. Stohlker et al., *Nucl. Instr. and Meth. in Phys. Res. B* **98**, 36 (1994).
18. Э. Скжипчак, А. Яхоловска, М. Карабова и др., *Сообщения ОИЯИ*, Р1-9364, Дубна (1975).
19. Д. Х. Хассан, *Дисс. ...канд. физ.-матем. наук*, СПбГТУ, Санкт-Петербург (1996).
20. А. Бонетти, С. Дилворэ, Р. Пелк и др., *Ядерные эмульсии*, пер. с англ. под ред. Л. А. Арцимовича, Физматгиз, Москва (1961).
21. W. H. Barkas, N. J. Dyer, and H. H. Heckman, *Phys. Rev. Lett.* **11**, 26 (1963).
22. J. D. Jackson and R. L. McCarty, *Phys. Rev. B* **6**, 4131 (1972).
23. J. F. Ziegler, J. P. Biersack, and U. Littmark, *The Stopping and Range of Ions in Solid*, Pergamonn Press, New York (1985).
24. H. H. Andersen and J. F. Ziegler, *Hydrogen Stopping Powers and Ranges in all Elements*, Pergamon Press, New York (1977).
25. J. C. Ashley, V. E. Anderson, R. H. Ritchie, and W. Brandt, *Z_1^3 -effect in the stopping power of matter for charged particles: Tables function*, National Auxiliary Publication Service (Doc. № 02195), New York (1974).
26. J. C. Ashley, W. Brandt, and R. H. Ritchie, *Phys. Rev. B* **5**, 2393 (1972).
27. J. C. Ashley, W. Brandt, and R. H. Ritchie, *Phys. Rev. A* **8**, 2402 (1973).
28. R. H. Ritchie and W. Brandt, *Phys. Rev. A* **17**, 2102 (1978).
29. Е. Е. Журкин, *Дисс. ...канд. физ.-матем. наук*, СПбГТУ, Санкт-Петербург (1995).