

ВЛИЯНИЕ ЭЛЕКТРОРАСЩЕПЛЕНИЯ РЕЛЯТИВИСТСКИХ ЯДЕР НА ИХ СРЕДНИЙ СВОБОДНЫЙ ПРОБЕГ ПО ОТНОШЕНИЮ К НЕУПРУГОМУ СИЛЬНОМУ ВЗАИМОДЕЙСТВИЮ

Б.И. Горячев, Н.В. Линькова

С учетом экранирования рассчитаны сечения электрорасщепления релятивистских ядер различного атомного веса, взаимодействующих с ураном и ядерной фотоэмульсией, до значений лоренц-фактора $\gamma = 10^6 \div 10^7$. Показано, что электрорасщепление уменьшает средний свободный пробег по отношению к сильному неупругому взаимодействию для релятивистских ядер.

Одной из основных характеристик, измеряемых в эксперименте, является средний пробег l_s . По нему определяют полное сечение неупругих процессов σ_s . Знание l_s позволяет оптимально конструировать ливневые приборы. Можно показать, что l_s зависит также от сечения электрорасщепления ядер в кулоновском поле ядер мишени. Роль этого процесса существенно возрастает по мере увеличения лоренц-фактора до $10^3 \div 10^4$. Сечение электрорасщепления σ_e примерно пропорционально Z_T^2 . Поэтому для перечисленных детекторов учитывать процесс электрорасщепления особенно важно. Ниже анализируются результаты расчетов σ_e как функции лоренц-фактора γ (вплоть до значений $\gamma = 10^6 \div 10^7$) для ядер ${}^2\text{D}$, ${}^6\text{Li}$, ${}^7\text{Li}$, ${}^9\text{Be}$, ${}^{11}\text{B}$, ${}^{12}\text{C}$, ${}^{13}\text{C}$, ${}^{40}\text{Ca}$, ${}^{56}\text{Fe}$, ${}^{208}\text{Pb}$, соответствующих широкому диапазону значений A . Расчеты проведены для ядерной фотоэмульсии (Em) с эффективными значениями заряда $Z_T = 41$, массы $A_T = 75$ и урана (U) с $Z_T = 92$ и $A_T = 238$. Предполагается, что налетающие ядра полностью лишены электронных оболочек.

В настоящее время отсутствуют достаточно хорошие теоретические модели для расчета сечений фоторасщепления ядер $\sigma_f(E)$ в широком диапазоне значений A . Сечение электрорасщепления может быть рассчитано методом эквивалентных фотонов как интеграл по энергии виртуальных фотонов E :

$$\sigma_e(\gamma) = \int \sigma_f(E) n_\gamma(E) dE, \quad (1)$$

где $n_\gamma(E)$ — число виртуальных фотонов на единичный энергетический интервал при данном лоренц-факторе γ ; $\sigma_f(E)$ — сечение фоторасщепления, известное из эксперимента. Энергетический спектр виртуальных фотонов, ответственных за кулоновское возбуждение ядра, быстро падает с ростом энергии фотона E . Поэтому, рассчитывая σ_e , достаточно учитывать лишь сечения фоторасщепления ядер в области гигантского резонанса E_1 , которые неплохо изучены.

При не слишком высоких энергиях релятивистских ядер сечение $\sigma_e(\gamma)$ растет как $\ln \gamma$. В области сверхвысоких энергий $\gamma \geq 10^3$ необходимо учесть экранирование ядер мишени атомными электронами. Для этой функция $n_\gamma(E)$ рассчитывалась как

$$n_\gamma(E) = \frac{2}{\pi} \frac{e^2}{\hbar c} E^{-1} \int_{y_{\min}}^{\infty} Z_{\text{eff}}^2(y) K_1^2(y) y dy, \quad (2)$$

где $y = bE/\hbar c \gamma$, $K_1(y)$ — функция Макдональда; y_{\min} определяется минимальным значением прицельного параметра b_{\min} сталкивающихся ядер при фиксированных величинах E и γ . Величина $b_{\min}(A, A_T)$ находилась согласно [1]. Функция $Z_{\text{eff}}(y)$ имеет смысл полного заряда (ядра и электронов), сосредоточенного в атоме мишени внутри радиуса, равного прицельному параметру b . Эта функция рассчитывалась по модели Томаса — Ферми.

Сечения электрорасщепления σ_e , полученные по формулам (1) и (2), представлены в табл. 1 для $\gamma = 5$, $\gamma = 10^2$ и $\gamma > 10^4$. Для ядер ${}^{12}\text{C}$, ${}^{56}\text{Fe}$ и ${}^{208}\text{Pb}$ данные сечения изображены на рис. 1. Видно, что σ_e логарифмически растут вплоть до значений $\gamma = 10^2 \div 10^3$ и достигают постоянных значений σ_{ea} при $\gamma > 10^3 \div 10^4$, вырастая в 5 \div 6 раз по сравнению со значениями $\gamma = 5$. До $\gamma \cong 10^2$ экранирование почти не влияет на σ_e . В области сверхвысоких энергий ядер ($\gamma > 10^3$) сечения электрорасщепления по существу

равны асимптотическим значениям σ_{ea} (табл. 1). Применяемый метод учета экранирования имеет классический характер, как и сам метод эквивалентных фотонов. Для оценки возможной погрешности, связанной с таким подходом, была рассчитана поправка на экранирование для процесса образования электронно-позитронных пар мюоном на ядрах урана и эмульсии. Эта поправка как функция лоренц-фактора γ сравнивалась с аналогичной функцией, полученной в результате детального квантовомеханического расчета /2/. Результаты согласуются с точностью $\sim 2\%$ при $\gamma = 10^3$ и с точностью $\sim 5\%$ при $\gamma = 10^4$. Таким образом, расчетные погрешности в определении σ_e заметно меньше экспериментальных ошибок ($\sim 10\%$) в определении σ_f . Данные по сечениям фоторасщепления были взяты из работы /3/.

Таблица 1

Сечения фоторасщепления

Ядро		^2D	^6Li	^7Li	^9Be	^{11}B	^{12}C	^{13}C	^{40}Ca	^{56}Fe	^{208}Pb
σ_e , бн	U	0,374	0,250	0,223	0,378	0,419	0,377	0,465	1,35	2,11	13,1
	Em	0,085	0,061	0,057	0,091	0,107	0,097	0,117	0,334	0,515	3,00
σ_e , бн	U	0,792	0,743	0,752	1,09	1,49	1,39	1,60	4,96	7,63	43,2
	Em	0,168	0,159	0,162	0,233	0,318	0,298	0,393	1,06	1,60	8,95
σ_{ea} , бн	U	1,01	1,16	1,25	1,67	2,49	2,37	2,67	8,31	12,4	66,0
	Em	0,22	0,251	0,269	0,362	0,538	0,511	0,575	1,78	2,65	14,1
$\gamma_e \times 10^{-3}$	U	0,45	1,29	1,62	1,15	1,66	1,74	1,58	1,55	1,25	0,93
	Em	0,58	1,66	2,09	1,30	2,18	2,29	2,04	2,02	1,78	1,26

Для практических целей полезно параметризовать асимптотические сечения электрорасщепления $\sigma_{ea}(A, Z_T)$. Для этого удобно ввести экстраполированное значение лоренц-фактора γ_e , при котором логарифмическая зависимость $\sigma_e(\gamma)$ сменяется постоянным значением σ_{ea} . Смысл γ_e поясняется на рис. 1 в случае электрорасщепления ядра ^{12}C на уране. Величины γ_e даны в табл. 1. Параметризация σ_{ea} имеет вид:

$$\sigma_{ea} = \frac{2}{\pi} \frac{e^2}{\hbar c} Z_T^2 \int \frac{\sigma_f(E)}{E} \ln \left(\frac{134,4\gamma_e}{b_{\min} E} \right) dE \cong$$

$$\cong 2,33 \cdot 10^{-3} Z_T^2 A^{1,14} \ln(2,18 \cdot 10^4 A^{0,2} Z_T^{-1/3} / b_{\min}) \quad (3)$$

Здесь σ_{ea} выражено в миллибарнах, b_{\min} — в ферми. Эта формула не описывает σ_{ea} для ^2D , в остальных случаях воспроизводит расчетные значения σ_{ea} с точностью $\sim 10\%$. Как видно из рис. 1, для рассмотренных сред, за исключением легчайших ядер, сечения электрорасщепления σ_e имеют при сверхвысоких энергиях тот же порядок величины, что и полное сечение неупругих процессов σ_s , связанных только с сильным взаимодействием /4/. В ряде случаев σ_e превосходит σ_s .

Ядро, испытавшее электрорасщепление, вступает в сильное взаимодействие, находясь в фрагментированном виде. При этом наблюдается классический по своей природе эффект — суммарное поперечное сечение осколков всегда больше поперечного сечения снаряда. Можно полагать, что при $\gamma > 10^3 \div 10^4$ совокупность фрагментов, получившаяся в результате фоторасщепления исходного ядра, по существу нельзя отличить от этого ядра стандартными экспериментальными методами. Поэтому ниже такая совокупность фрагментов будет отождествляться с исходным ядром. Средний свободный пробег l_s с учетом возможности многократных предшествующих актов электрорасщепления налетающего ядра можно рассчитать по формуле:

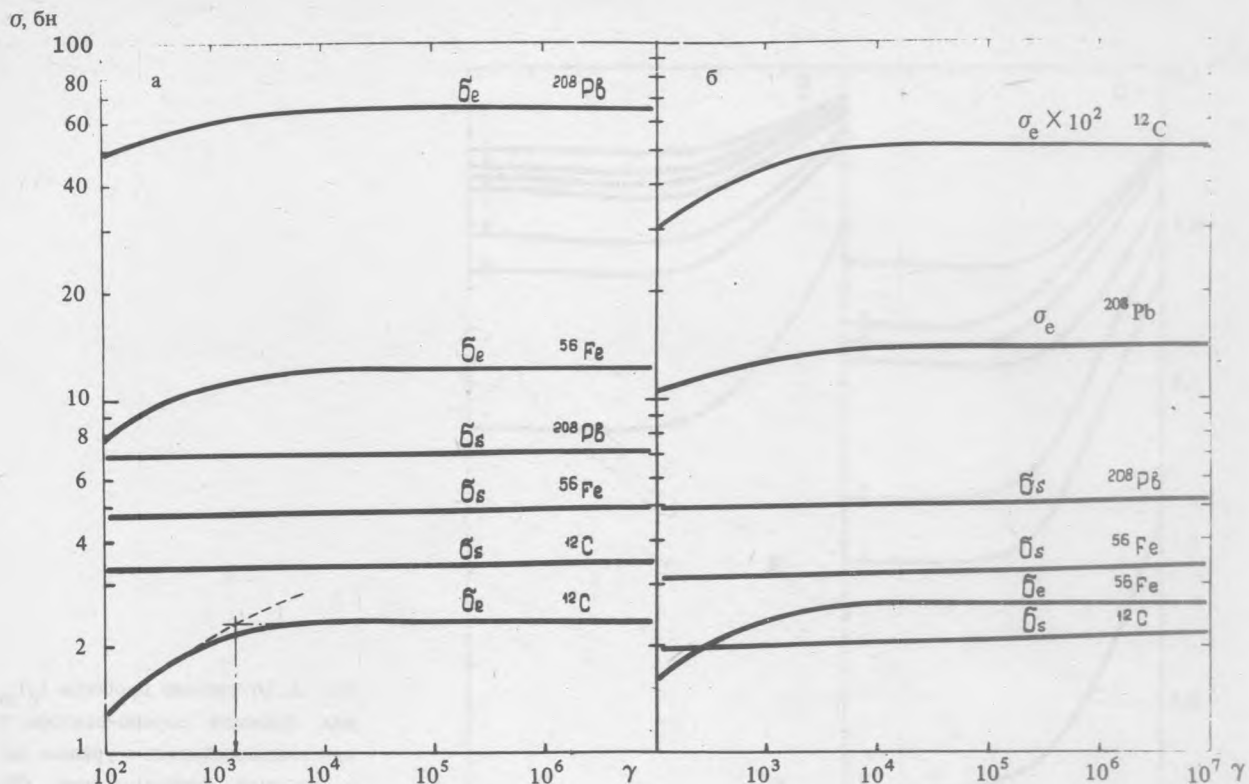


Рис. 1. Сечения неупругого сильного взаимодействия $\sigma_s/4$ и электрорасщепления σ_e как функции лоренц-фактора γ для ядер ^{12}C , ^{56}Fe и ^{208}Pb , взаимодействующих с ураном (а) и с ядерной фотоэмульсией (б). В случае столкновения ^{12}C с ^{238}U пунктиром показано сечение электрорасщепления, рассчитанное по методу Вейцзеккера – Вильямса, стрелкой – экстраполированное значение лоренц-фактора γ_e .

$$l_s = \lambda_{s0}(\lambda_{s0} + \lambda_{e0})^{-2} + \lambda_{e0}\lambda_{s1}(\lambda_{s0} + \lambda_{e0} + \lambda_{s1} + \lambda_{e1})(\lambda_{s0} + \lambda_{e0})^{-2}(\lambda_{s1} + \lambda_{e1})^{-2} + \lambda_{e0}\lambda_{e1}\lambda_{s2}[(\lambda_{s0} + \lambda_{e0}) \times (\lambda_{s1} + \lambda_{e1}) + (\lambda_{s2} + \lambda_{e2})(\lambda_{s0} + \lambda_{e0} + \lambda_{s1} + \lambda_{e1})](\lambda_{s0} + \lambda_{e0})^{-2}(\lambda_{s1} + \lambda_{e1})^{-2}(\lambda_{s2} + \lambda_{e2})^{-2} + \dots \quad (4)$$

Здесь $\lambda_{s0} = \sigma_{sn}$; $\lambda_{e0} = \sigma_{en}$; $\lambda_{si} = \sigma_{si}n$; $\lambda_{ei} = \sigma_{ei}n$; n – число атомов в единице объема среды; σ_{si} – связанное с сильным взаимодействием суммарное неупругое сечение всех фрагментов, возникающих после i актов электрорасщепления исходного ядра. Сечение σ_{si} должно быть усреднено по возможным комбинациям фрагментов; σ_{ei} означает сечение электрорасщепления ядра (фрагментов) после i предшествующих актов электрорасщепления. Чтобы получить i -ое приближение для l_s , следует положить $\lambda_{ei} = 0$ в (4). В нулевом приближении, когда электрорасщепление не учитывается, $l_s \equiv l_{s0} = \lambda_{s0}^{-1}$. На рис. 2 приведено отношение l_s/l_{s0} , рассчитанное по (4) для урана и эмульсии. Для ядер с $A \geq 11$ предполагается, что каждый акт электрорасщепления приводит к вылету одного нуклона из релятивистского ядра. В случае ^6Li , ^7Li и ^9Be учитывались все основные способы распада после фотовозбуждения. При расчете λ_{ei} и λ_{si} проводилось усреднение по возможным каналам распада. Как видно из рис. 2, изменение среднего свободного пробега за счет электрорасщепления налетающего ядра достаточно заметно при сверхвысоких энергиях для всех рассмотренных случаев. Относительное изменение $(l_{s0} - l_s)/l_{s0}$ примерно в 2 раза больше для урана, чем для эмульсии, и растет с увеличением A , достигая при взаимодействии ^{56}Fe и ^{208}Pb с ураном соответственных значений ~ 30 и 45% . Поскольку при расчете λ_{ei} и λ_{si} ($i > 0$) суммировались соответствующие сечения

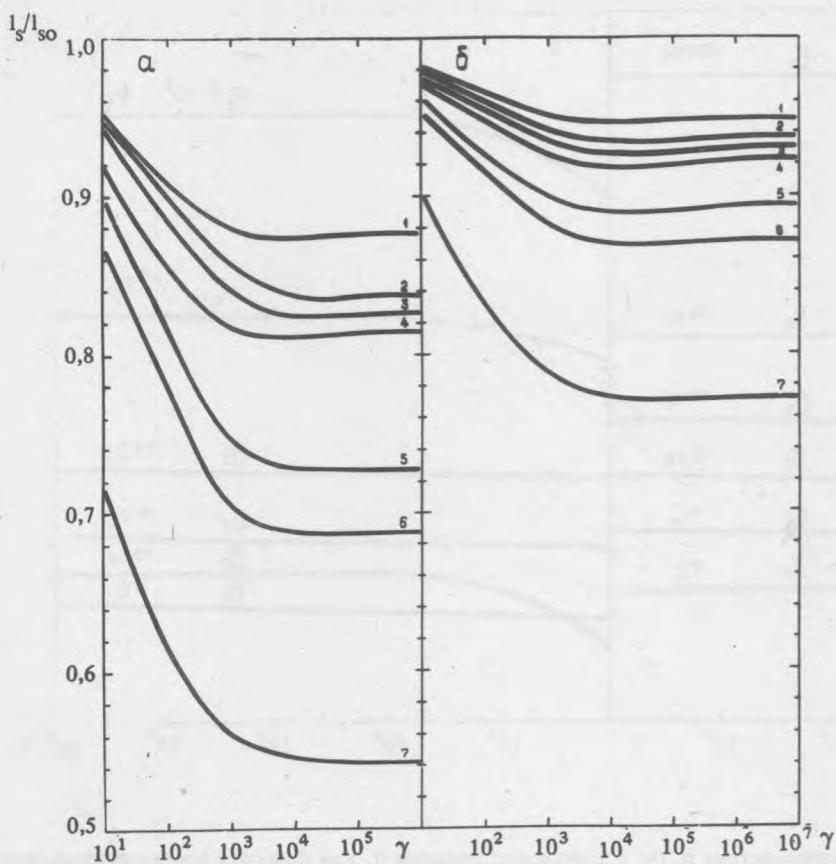


Рис. 2. Отношение пробегов I_s/I_{so} как функция лоренц-фактора γ при взаимодействии с ураном (а) и ядерной фотоэмульсией (б) ядер 1 - ${}^6\text{Li}$; 2 - ${}^{12}\text{C}$; 3 - ${}^{11}\text{B}$ и ${}^{13}\text{C}$; 4 - ${}^7\text{Li}$ и ${}^9\text{Be}$; 5 - ${}^{40}\text{Ca}$; 6 - ${}^{56}\text{Fe}$; 7 - ${}^{208}\text{Pb}$.

всех фрагментов, проведенный выше анализ предполагал, что фрагменты ядра взаимодействуют с ядрами среды независимо. Это имеет место, если фрагменты сосредоточены в пределах области пространства, поперечные размеры которой существенно превышают среднее расстояние между атомами среды. Поэтому приведенные результаты справедливы лишь до значений $\gamma \sim 10^6 \div 10^7$.

Авторы благодарны А.И. Никишову за обсуждение результатов по электрорасщеплению релятивистских ядер.

ЛИТЕРАТУРА

1. Нескман Н.Н., Lindstrom P. J. Phys. Rev. Lett., 37, 56 (1976).
2. Никишов А.И., Пичкуров Н.В. ЯФ, 24, 153 (1976).
3. Фотоядерные данные 1976–1980. Указатель. Изд. Моск. университета, 1982; Фотоядерные данные. Информационный бюллетень № 5, 1982, № 6, 1983; № 7, 1984. Изд. Моск. университета.
4. Горячев Б.И., Линькова Н.В. Краткие сообщения по физике ФИАН, № 2, 24, 1987.

Поступила в редакцию 28 октября 1986 г.
После переработки 18 ноября 1986 г.