

## Электромагнитная диссоциация ядер космических лучей.

А.В. Дерменев<sup>1</sup>, И.А. Пшеничнов<sup>1,2</sup>, И.Н. Мишустин<sup>2,3</sup>, А.Б. Курепин<sup>1</sup>

1. Институт ядерных исследований Российской академии наук, 117312 Москва, Россия
2. Франкфуртский институт перспективных исследований, 60438 Франкфурт-на-Майне, Германия
3. Российский научный центр «Курчатовский институт», 123182 Москва, Россия

### Аннотация.

Для исследования фрагментации ядер высоких энергий под действием электромагнитных полей ядер-партнеров в ультрапериферических столкновениях, происходящих без перекрытия ядерных плотностей разработана модель RELDIS. Вычисления проводятся методом Монте-Карло и позволяют успешно моделировать электромагнитную диссоциацию ядер при энергиях от 1 до  $10^9$  ГэВ/нуклон. Для решения ряда практических задач, связанных с транспортом высокоэнергетических ядер в протяженных средах (пучки ядер в ускорителях, прохождение ядер космических лучей через вещество), предлагается использовать набор простых функций аппроксимирующих полное сечение электромагнитной диссоциации ядер, вычисляемое с помощью RELDIS. Выбор аппроксимации для полных сечений основан на свойствах сечений фотоядерных реакций и спектра эквивалентных фотонов в методе Вайцеккера-Вильямса. Найденные в настоящей работе аппроксимации пригодны для использования любыми транспортными кодами.

## 1. Электромагнитная диссоциация ядер, модель RELDIS.

С точки зрения наблюдателя на земле ядра высоких энергий ( $\gamma \gg 100$ ) в космических лучах могут рассматриваться как Лоренц-сжатые объекты. Кулоновское поле таких частиц также сильно Лоренц-сжато. Простая оценка показывает, что на короткий промежуток времени наибольшего приближения к ядру-партнеру по столкновению кулоновский потенциал этого ядра с зарядом  $Z_T$  достигает величин порядка  $V_C \sim \alpha \gamma Z_T / b$ , где  $b$  – прицельный параметр,  $\alpha$  – постоянная тонкой структуры. В столкновении легкого ядра космических лучей высоких энергий с ядром кислорода  $\alpha \gamma \sim 1$ ,  $Z_T \sim 8$ ,  $b \sim 7 \Phi_m$ , и такой потенциал значительно превосходит энергию связи нуклона. Это приводит к фрагментации ядра налетающей частицы в результате дальнедействующего характера электромагнитных сил в ультрапериферических столкновениях, когда ядерные плотности не перекрываются, то есть при  $b > R_p + R_T$ , где  $R_p$  – радиус ядра-снаряда. Такое явление получило название электромагнитной диссоциации (ЭМД) [1,2]. Поведение ядерной материи при кратковременном воздействии сильных электромагнитных полей в ультра периферических столкновениях может быть описано в рамках метода эквивалентных фотонов Вайцеккера – Вильямса [1,2]. Эти фотоны вызывают фотоядерные реакции, приводящие к испусканию нуклонов и ядерных фрагментов. Поскольку поток эквивалентных фотонов от ядра-мишени пропорционален  $Z_T^2$ , ожидается, что диссоциация налетающих ядер будет большой для средних и тяжёлых ядер. Тем не менее, в статье будет показано, что сечение ЭМД оказывается заметным при распространении в земной атмосфере ядер  $Si$  и  $Fe$  космических лучей ультравысоких энергий  $\gamma \sim 10^5 \sim 10^9$ .

Детальное описание модели RELDIS для ЭМД ядер можно найти в работах [3-5]. RELDIS основана на модели внутриядерного каскада описывающей фотоядерные реакции [6,7]. Девозбуждение ядер остатков, которые образуются вследствие внутриядерного каскада описывается статистической моделью мультифрагментации (SMM)[8], учитывающей процессы испарения, деления и мультифрагментации.

Энергетический спектр эквивалентных фотонов и полное сечение фотопоглощения в зависимости от энергии поглощаемого фотона  $\sigma_{A_p}(E_\gamma)$  являются ключевыми элементами для вычисления полного сечения ЭМД. Полное сечение фотопоглощения в области гигантского дипольного резонанса (ГДР) для ядер при  $A > 55$  аппроксимируется распределением Лоренца с параметрами из работ [9,10]. Для легких ядер  $N, O, Si$  используются таблицы экспериментальных сечений.

В области за ГДР полное сечение фотопоглощения вычисляется по квазидейтронной модели поглощения фотонов [11]. При энергиях выше порога рождения пиона  $E_\gamma \geq 140 \text{ МэВ}$ , аппроксимация полного фотоядерного сечения основана на данных экспериментов [12,13,14].

Модель RELDIS была проверена путем сравнения её результатов с экспериментальными данными по фрагментации ядер кислорода и кремния [3], индия [15] и свинца [16-18]. В настоящей работе полное сечение ЭМД на ядрах азота (представляющих земную атмосферу) при энергиях налетающих ядер кислорода, кремния и железа космических лучей от 10 до  $10^9 \text{ ГэВ}$  на нуклон вычислялось с помощью RELDIS. Для сравнения приведены результаты RELDIS для диссоциации ядер свинца на ядрах кремния (электронные элементы) и свинца (радиационная защита).

## 2. Аппроксимация полного сечения электромагнитной диссоциации.

Следуя работе [1], рассмотрим простую феноменологическую формулу, которая описывает результаты RELDIS для полного сечения ЭМД. Как показано в [1], сечение электромагнитного возбуждения ГДР в ультрапериферических столкновениях налетающего ядра с массовым числом  $A_p$  и зарядом  $Z_p$  с ядром мишени с  $A_T$  и  $Z_T$  может быть вычислено в ультрарелятивистском пределе  $\gamma \gg 10$  с применением теории возмущений. При этом ядро налетающей частицы рассматривается как гармонический осциллятор:

$$\sigma_{\text{ГДР}} = S_{\text{ГДР}} \ln \left( \frac{2\gamma A_p^{1/3}}{A_p^{1/3} + A_T^{1/3}} \right). \quad (1)$$

Это выражение учитывает размеры ядер, а так же геометрию столкновения и получено интегрированием по прицельному параметру  $b$  от  $b_{\min} = R_1 + R_2 \sim A_p^{1/3} + A_T^{1/3}$ , определённого как сумма радиусов ядер до  $b_{\max} \sim \gamma / E_\gamma$ . Множитель  $S_{\text{ГДР}}$  в работе [1] определён как:

$$S_{\text{ГДР}} = 2\pi\sigma_0 \frac{Z_T^2 Z_p N_p}{A_p^{2/3}} \quad (2)$$

где  $\sigma_0 = 5.45 \times 10^{-4}$  мб. Выражение (1) рассматривает возбуждение ГДР в налетающем ядре как дипольные колебания  $Z_p$  протонов относительно  $N_p = A_p - Z_p$  нейтронов и содержит множитель  $Z_T^2$ , пропорциональный потоку виртуальных фотонов испускаемых ядром мишенью.

Квазидейтронное поглощение виртуальных фотонов с энергией  $E_\gamma > 40 \text{ МэВ}$  протон-нейтронными парами в ядре налетающей частицы происходит при ультрарелятивистских скоростях  $\gamma \gg 10$ . Данный процесс обычно описывается различными версиями квазидейтронной модели Левинжера [11,19]. Согласно этой модели, сечение фотоядерного поглощения пропорционально сечению фоторасщепления дейтрона  $\sigma(\gamma d \rightarrow p + n)$  умноженному на фактор  $Z_p N_p / A_p$ , который учитывает число внутриядерных протон-нейтронных пар. Дополнительный множитель учитывает различие между волновой функцией свободного дейтрона и квазидейтрона внутри ядра. Учитывая, что для средних и тяжёлых ядер  $N_p = (0.55 - 0.6)A_p$  и  $Z_p = (0.45 - 0.4)A_p$ , сечение квазидейтронного поглощения оказывается в первом приближении пропорционально  $A_p$ .

Виртуальные фотоны с энергией  $E_\gamma > 140 \text{ МэВ}$  поглощаются отдельным нуклоном с возбуждением  $\Delta$ -резонанса или другого барионного резонанса, распад которых приводит к рождению одного или нескольких мезонов. Для описания полного сечения фотопоглощения приходящегося на нуклон в области  $\Delta$ -резонанса использовалась параболическая аппроксимация представленная на Рис.1. Как обсуждалось в работе [7], с хорошей степенью точности можно считать, что в области  $\Delta$ -резонанса наблюдается универсальная зависимость  $\sigma_{A_p}(E_\gamma) \sim A_p$ . Вне области резонанса величина сечения принималась не зависящей от энергии фотона и пропорциональной  $A_p$  и использовалась в качестве свободного параметра, см. Раздел 3. Таким образом, в первом приближении будем считать, что во всех трёх рассмотренных областях энергий фотона выше ГДР  $\sigma_{A_p}(E_\gamma) \sim A_p$ .

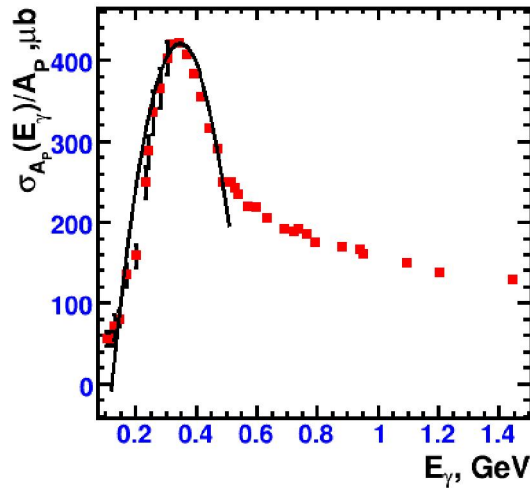


Рис.1 Аппроксимация полного сечения фотопоглощения на нуклон ядра-мишени в области  $\Delta$ -резонанса; точки - экспериментальные данные [12,13,14].

### 3. Аппроксимация полного сечения фотопоглощения выше области ГДР.

Расширим аппроксимацию полного сечения ЭМД (1) учитывая энергии фотонов выше ГДР:

$$\sigma_{\text{ЭМД}} = \sigma_{\text{ГДР}} + \sigma_{\Delta}, \quad (3)$$

Здесь первое слагаемое при  $\sigma_{\text{ГДР}}$  определяет вклад от фотонов, поглощаемых в области ГДР и задаётся выражениями (1) и (2). Второй член  $\sigma_{\Delta}$  описывает вклад при интегрировании в области квазидейтронного поглощения,  $\Delta$ -резонанса и выше по энергии. Используя метод Вайзеккера – Вильямса [1] сечение ЭМД в области  $\Delta$ -резонанса запишем в виде [21]:

$$\sigma_{\Delta} = \frac{2\alpha Z_T^2}{\pi} \int \frac{dE_{\gamma}}{E_{\gamma}} \sigma_{\text{PH}}(E_{\gamma}) \ln\left(\frac{0.681\hbar c \gamma}{b_0 E_{\gamma}}\right), \quad (4)$$

Для простоты интегрирования, в области  $\Delta$ -резонанса выберем:  $\sigma_{\text{PH}}(E_{\gamma}) = AE_{\gamma}^2 + BE_{\gamma} + C$ ,  $b_0 = R_T + R_p$ ,  $0.04 \text{ ГэВ} < E_{\gamma} < 0.681\hbar c \gamma / b_0$ . Выполняя интегрирование с учётом данной аппроксимации, получим:

$$\sigma_{\Delta} = \frac{2\alpha Z_T^2 A_p}{\pi} \left( \frac{A}{4} \left( E_{\text{MAX}}^2 - E_{\text{MIN}}^2 \left( 1 + 2 \ln\left(\frac{E_{\text{MAX}}}{E_{\text{MIN}}}\right) \right) \right) + B \left( E_{\text{MAX}} - E_{\text{MIN}} \left( 1 + \ln\left(\frac{E_{\text{MAX}}}{E_{\text{MIN}}}\right) \right) \right) + \frac{C}{2} \ln^2\left(\frac{E_{\text{MAX}}}{E_{\text{MIN}}}\right) \right) \quad (5)$$

При этом в диапазоне энергий от области квазидейтронного поглощения ( $0.04 \text{ ГэВ}$ ) до  $\Delta$ -резонанса ( $0.144 \text{ ГэВ}$ ), а так же после  $\Delta$ -резонанса ( $0.488 \text{ ГэВ}$ ) до максимальной энергии фотонов ( $0.681\hbar c \gamma / b_0$ ) сечение принималось за константу  $\sigma_{\text{Const}} = C \times k$ , где параметр  $k$  использовался в качестве свободного параметра. После фитирования экспериментальных данных по полному сечению фотопоглощения, Рис.1, были получены значения параметров аппроксимирующей кривой для  $\sigma_{\text{PH}}(E_{\gamma})$ :

Таблица 1.

Параметр	Значение	Ошибка
$A$ , мкб / $\text{ГэВ}^2$	-7.22971e+03	4.76336e+01
$B$ , мкб / $\text{ГэВ}$	4.84950e+03	3.63705e+01
$C$ , мкб	-4.00362e+02	6.93996e+00

Значения параметра  $k$  найденные в результате фитирования составили:

Таблица 2.

Реакция	Значение	Ошибка
$FeN, SiN, ON$	3.63089e-02	2.83498e-04
$PbSi$	1.64303e-01	4.05139e-05
$PbPb$	5.37206e+00	4.19224e-05

Полное сечение ЭМД вычисленное с помощью выражения (3) изображено на Рис.2. Для сравнения показаны соответствующие сечения полученные с помощью численного интегрирования в модели RELDIS.

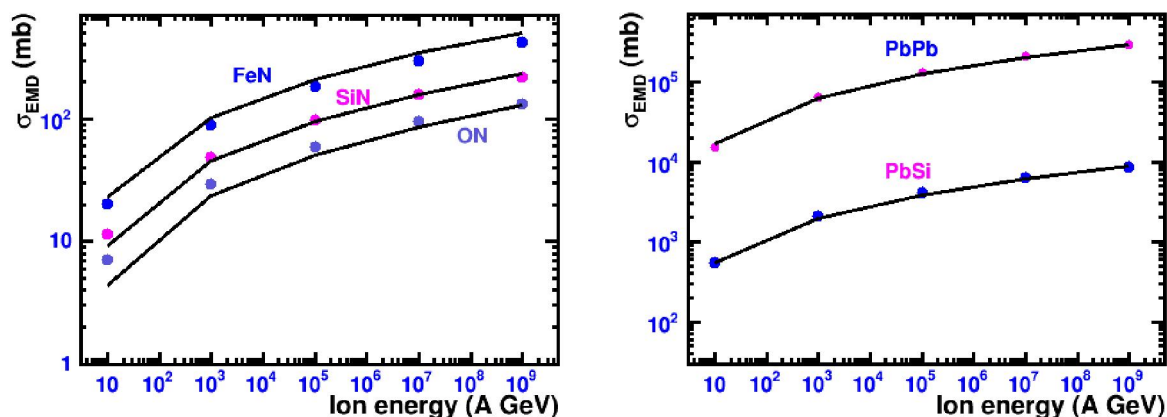


Рис. 2 Полное сечение ЭМД для ядер  $Fe, Si, O$  на  $N$  - слева; для ядер  $Pb$  на  $Pb$  и  $Si$  - справа. Точки – результаты RELDIS, линии – аппроксимация (3).

Полные сечения ЭМД посчитанные по RELDIS хорошо описывается выражением (3) для средних и тяжёлых ядер, таких как  $Fe$  и  $Pb$ . Как и ожидалось, аппроксимация отклоняется от расчётов по RELDIS при относительно малых значениях  $\gamma \sim 10$ . При таких энергиях ядер основной вклад в сечение электромагнитной диссоциации происходит от возбуждения ГДР, параметры которого в легких ядрах заметно меняются от одного ядра к другому и не описываются общей систематикой. Поэтому, как видно из Рис.2, предложенные аппроксимации менее точны для лёгких ядер-снарядов, а так же при малых энергиях. Однако, в этих случаях сечение ЭМД составляет менее 1% от полного сечения адронного взаимодействия ядер, поэтому точность описания ЭМД не является критичной. С другой стороны, из результатов RELDIS следует, что сечение ЭМД ядер железа с энергиями  $10^9$  ГэВ/нуклон на ядрах азота превышает 400 мб, что составляет более 20% от полного сечения ядерного взаимодействия. Как показано на Рис.2, этот результат RELDIS хорошо описывается формулой (3).

## Литература

- [1] С. А. Bertulani and G. Baur, Phys. Reports **163** (1988) 299.
- [2] G. Baur, et al., Phys. Rept. **364** (2002) 359.
- [3] I. A. Pshenichnov, et al., Phys. Rev. C **57** (1998) 1920.
- [4] I. A. Pshenichnov, et al., Phys. Rev. C **60** (1999) 044901.
- [5] I. A. Pshenichnov, et al., Phys. Rev. C **64** (2001) 024903.
- [6] A. S. Iljinov, et al., Nucl. Phys. **A616** (1997) 575.
- [7] I. A. Pshenichnov, et al., Eur. J. Phys. A. **24** (2005) 69.

- [8] J.P. Bondorf, et al., Phys. Rep. **257** (1995) 133.
- [9] B.L. Berman and S.C. Fultz, Rev. Mod. Phys. **47** (1975) 713.
- [10] B.L. Berman, et al., Phys. Rev. C **36** (1987) 1286.
- [11] A. Lepretre, et al., Nucl. Phys. **A367** (1981) 237.
- [12] V. Muccifora, et al., Phys. Rev. C **60** (1999) 064616.
- [13] R. Engel, et al., Phys. Rev. D **55**, 6957 (1997).
- [14] N. Bianchi, et al., Phys. Rev. C **60**(1999) 064617.
- [15] U. I. Uggerhoj, et al., Phys. Rev. C **72** (2005) 057901.
- [16] C. Scheidenberger, et al., Phys. Rev. Lett. **88** (2002) 042301.
- [17] C. Scheidenberger, et al., Phys. Rev. C **70** (2004) 014902.
- [18] M. B. Golubeva, et. al., Phys. Rev. C **71** (2005) 024905.
- [19] J. S. Levinger, Phys. Rev. **84** (1951) 43.
- [20] A. J. Baltz, et al., Phys. Rev. E **54**, 4 (1996) 4233.