

РАСЩЕПЛЕНИЕ ЛЕГКИХ И ТЯЖЕЛЫХ ЯДЕР ФОТОЭМУЛЬСИИ γ -КВАНТАМИ С ЭНЕРГИЕЙ ДО 2 ГЭВ

В. В. МАМЕЕВ, В. А. ФИЛИМОНОВ, Д. А. ГАЛСТЯН *

(Представлена научно-техническим семинаром лаборатории
высоких энергий НИИ ЯФ)

Ядерная фотоэмульсия является смесью различных элементов, которые можно разделить на две резко отличающиеся друг от друга группы — тяжелые (Ag и Br) и легкие (C, N, O, H). При исследовании взаимодействия высокоэнергетических частиц с ядрами фотоэмульсии для разделения событий на легких и тяжелых ядрах обычно вводятся некоторые критерии отбора событий или ведется расчет на «усредненное» ядро без разделения взаимодействия на легких и тяжелых ядрах.

В некоторых случаях используется тот факт, что кулоновский барьер тяжелых ядер выше, чем для легких. Кулоновский барьер возбужденных тяжелых ядер для α -частиц составляет 12—14 МэВ. Эта энергия соответствует пробегу α -частицы в эмульсии типа БР-2 около 80 мкм. Вероятность появления частицы с пробегом меньше 50 мкм будет мала, если предположить, что частица прошла кулоновский барьер тяжелого ядра. Однако эксперимент показывает, что более половины звезд ($N_h \geq 3$) при облучении эмульсии γ -квантами имеют треки короче 50 мкм и согласно высказанному предположению их следует отнести к расщеплению легких ядер.

Изучение образования звезд в нормальных и разбавленных фотоэмульсиях позволяет статистически разделить взаимодействие с легкими и тяжелыми ядрами. В разбавленной фотоэмульсии увеличено количество желатина и, следовательно, увеличено относительное количество легких ядер.

Облучение слоев релятивистских фотоэмульсий типа БР-2 (400 мкм) и разбавленных типа БР-2 \times 4 (250 мкм) с четырехкратным разбавлением проводилось аналогично работам [1, 5] в прямых пучках тормозного излучения с максимальной энергией 300, 600 и 900 МэВ на электронном синхротроне «Сириус» НИИ ЯФ и 2000 МэВ на синхротроне Ереванского физического института. Слои эмульсии располагались перпендикулярно оси γ -пучка для того, чтобы уменьшить влияние фона электронно-позитронных пар. Проявление фотоэмульсий проводилось в ЛВЭ ОИЯИ по стандартной технологии. Толщина слоев

* Ереванский физический институт.

измерялась перед проявлением. Регистрировались все события с числом треков ≥ 2 . Детали облучения и просмотра приведены в работе [1].

Элементарный состав эмульсии типа БР-2 взят по данным работы [2]. Состав разбавленной эмульсии БР-2×4 определялся по составу эмульсии БР-2 и известному соотношению количества желатина в фотоэмульсиях. Данные по элементарному составу фотоэмульсий приведены в таблице.

Таблица

Элемент	Число ядер $\times 10^{-22}/\text{см}^3$	
	БР-2	БР-2 $\times 4$
Ag	1,040	0,425
Br	1,036	0,422
I	0,002	0,001
C	1,41	2,21
O	0,983	1,55
H	3,046	4,77
N	0,387	0,609
S	0,004	0,007
Тяжелые	2,08	0,846
Легкие	2,79	4,38

Водород из числа легких элементов исключен, так как вероятность того, что на нем образуется многолучевая звезда, мала.

Сечение образования звезд на эквивалентный квант на ядро эмульсии определялось по формуле

$$\sigma_Q = \frac{N - N_\phi}{Qnt\eta}$$

где N — число зарегистрированных событий;

N_ϕ — число фоновых событий;

Q — число эквивалентных квантов, $Q = W/E_{\gamma m}$;

W — полная энергия γ -пучка;

$E_{\gamma m}$ — максимальная энергия γ -квантов;

n — число ядер в 1 см^3 ;

t — толщина слоя эмульсии;

η — эффективность просмотра.

Сечения образования звезд на легких и тяжелых элементах соответственно равны

$$\sigma_H = \frac{(1 + k_n)\sigma_n - (1 + k_r)\sigma_r}{k_n - k_r},$$

$$\sigma_L = \frac{k_r(1 + k_n)\sigma_n - k_n(1 + k_r)\sigma_r}{k_n - k_r},$$

где

$$k_r = \frac{n_{Hr}}{n_{Lr}}, \quad k_n = \frac{n_{Hn}}{n_{Ln}} \text{ — отношение числа тяжелых и легких ядер}$$

в разбавленной и нормальной фотоэмульсиях;

σ_r и σ_n — сечения образования звезд в разбавленной и нормальной фотоэмульсиях;

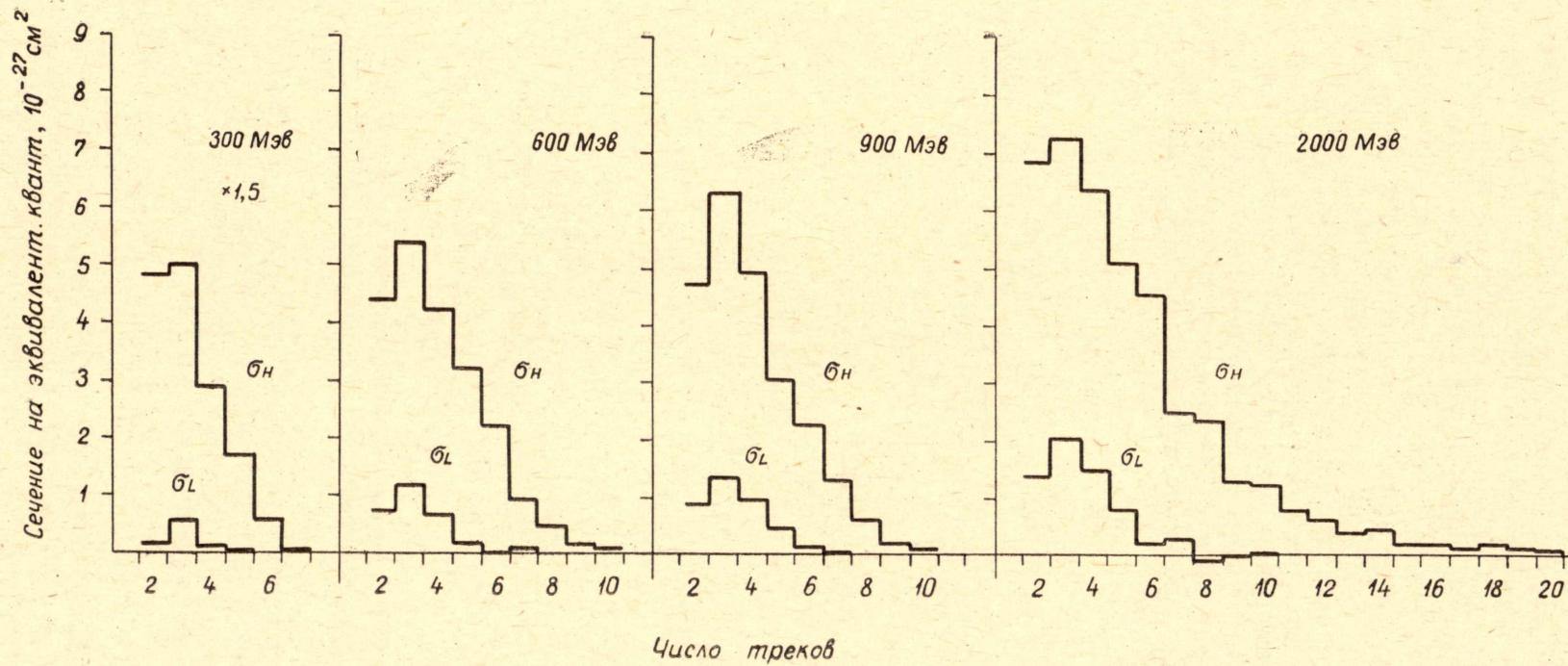


Рис. 1. Зависимость сечений фотообразования звезд на легких и тяжелых ядрах от N_h при различных E_γ .

k_n и k_r — для эмульсий типа БР-2 и БР-2×4 соответственно равны 0,744 и 0,194 (водород среди легких ядер исключен).

На рис. 1 приведены рассчитанные сечения σ_n и σ_L для событий с различным числом треков. Сечения на легких ядрах гораздо меньше, чем на тяжелых, и практически все события с числом образовавшихся заряженных частиц ≥ 7 обусловлены взаимодействием γ -квантов с тяжелыми ядрами. Малолучевые звезды являются продуктом расщепления как легких, так и тяжелых ядер. Полному развалу ядра O^{16} (наиболее тяжелое из легких ядер, S^{32} можно не учитывать, так как сера составляет всего 0,1% легких ядер) соответствует образование 8 серых или черных треков. В легких ядрах каскад обычно развивается слабо и большинство треков образуется частицами испарения остаточного ядра. При испарении частиц из ядра, возбужденных до энергии, близкой к полной энергии связи ядра, отношение чисел двукратно заряженных частиц к однократно заряженным приближается к 0,3 и, следовательно, максимальное число треков ≈ 6 , что согласуется с экспериментальными данными.

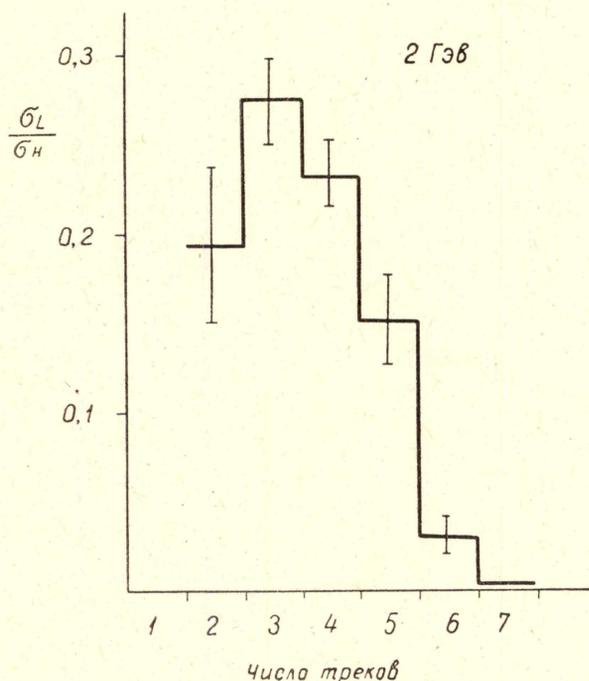


Рис. 2. Отношение сечений на легких и тяжелых ядрах в зависимости от N_n при $E_{\gamma m} = 2$ ГэВ.

На рис. 2 приведено отношение σ_L/σ_n . Эта величина резко уменьшается при увеличении числа треков в звезде. Средний атомный вес тяжелого ядра эмульсии $A_n = 93,9$ и для легкого — $A_L = 13,7$. Для событий с числом треков ≥ 2 отношение сечений на нуклон для легких и тяжелых элементов $\frac{\sigma_L}{\sigma_n} \frac{A_n}{A_L}$ приведено на рис. 3. В пределах ошибок эта величина равна 1 в диапазоне $E_{\gamma m}$ от 0,3 до 2 ГэВ. Этот факт согласуется с моделью, по которой сечение взаимодействия γ -квантов с ядром пропорционально массовому числу ядра мишени.

Из звезд с $N_n \geq 2$ более 80% относятся к тяжелым ядрам, и разделение событий на легких и тяжелых ядрах по наименьшему пробегу заряженных частиц является весьма грубым. Малопробежные частицы

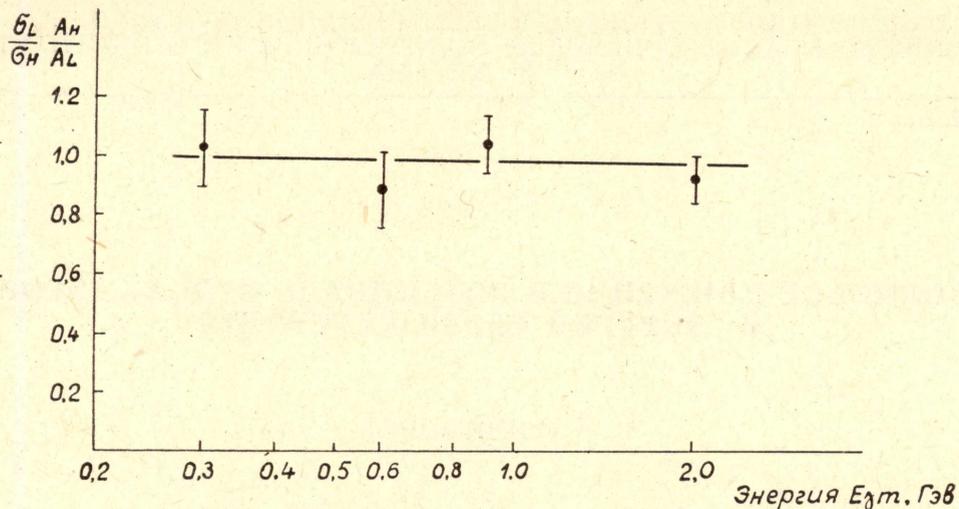


Рис. 3. Зависимость величины $\frac{\sigma_L A_H}{\sigma_H A_L}$ от $E_{\gamma m}$.

могут образоваться как на каскадной стадии взаимодействия, так и на стадии испарения. Испарительный механизм испускания малоэнергетичных протонов обсуждается в работе Ле Кутера [3]. В результате преимущественного испарения нейтронов (особенно в конце процесса испарения) ядро-продукт будет иметь некоторый дефицит нейтронов, а энергия отрыва наименее связанного протона будет меньше энергии связи нейтрона на верхнем уровне. Если такое ядро сохранит энергию возбуждения, величина которой лежит между двумя значениями энергии связи нейтрона и протона, то произойдет вылет протона туннельным способом, так как радиационная ширина при этих энергиях возбуждения еще мала по сравнению с частичной шириной. Энергия протонов распада заключена между 0 и 4 МэВ. Вылет α -частиц в результате такого механизма маловероятен вследствие большого кулоновского барьера.

Расчеты каскадной стадии взаимодействия адронов различной энергии с тяжелыми ядрами, проводимые методом Монте-Карло также показывают, что существует значительная вероятность появления частиц малой энергии [4].

Авторы благодарят руководство Ереванского физического института за предоставление возможности облучить фотоэмульсии на синхротроне ЕрФИ; персоналы синхротронов ЕрФИ и «Сириус» НИИ ЯФЭА; группу просмотра НИИ ЯФЭА.

ЛИТЕРАТУРА

1. В. М. Бобрина, В. В. Мамеев, В. А. Филимонов. Известия вузов, «Физика», № 10, 126 (1968).
2. К. С. Богомоллов, Л. П. Вахтанов. Препринт ОИЯИ P13-3163, Дубна (1967).
3. K. J. Le Couter. Proc. Phys. Soc., 63, No 363A, 259 (1950).
4. I. Dostrovsky, P. Rabinovich, B. Bivins. Phys. Rev., 111, 1659 (1958).
5. C. E. Roos, V. Z. Peterson. Phys. Rev., 124, 1610 (1961).