

ОБЪЕДИНЕННЫЙ
ИНСТИТУТ
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ
ДУБНА

PI-85-11

Ю.А. Батусов, И. Бободжанов,¹ С.А. Бунятов,
Д.Д. Джалагания,² О.М. Кузнецов, В.В. Люков,
В. Топор,³ В.И. Третьяк, М. Хайдук³

ОБРАЗОВАНИЕ ГИПЕРЯДЕР
ВО ВЗАИМОДЕЙСТВИЯХ ПРОТОНОВ С ЯДРАМИ
В ФОТОЭМУЛЬСИИ
ПРИ ЭНЕРГИЯХ 250 И 70 ГэВ

Направлено в журнал "Ядерная физика"

¹ Физико-технический институт, Душанбе

² Тбилисский государственный университет

³ Центральный институт физики, Бухарест

1985

I. ВВЕДЕНИЕ

Образование гиперядер во взаимодействиях нестранных адронов (p^- , p и \bar{p}) с ядрами изучалось в ряде работ до максимальной энергии 25 ГэВ (см. ссылки в работе^{/1/}). Такие исследования были проведены с p^- -мезонами в интервале энергий 3–17 ГэВ, с протонами в интервале 3–25 ГэВ и антипротонами с энергией 4,2 ГэВ. В данной работе исследуется образование легких гиперядер в фотоэмульсии, облученной протонами с энергиями 250 и 70 ГэВ, то есть с энергиями, на порядок большими, чем в предыдущих экспериментах.

Исследования образования гиперядер при энергиях 70–250 ГэВ могут дать ответ на вопрос, насколько увеличивается доля длиннопробежных гиперядер, для которых возможно определение заряда по параметрам следа, что может облегчить поиск и однозначную идентификацию новых гиперизотопов^{/2/}.

Знание закономерностей образования гиперядер во взаимодействиях адронов с ядрами при энергиях ~ 100 ГэВ может быть использовано при поиске суперядер – очарованных аналогов гиперядер^{/3,4/}, содержащих в своем составе легчайший очарованный барион Λ_c^+ .

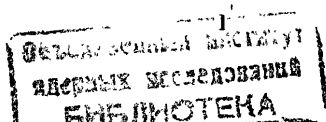
Предварительные результаты анализа части гиперядер были опубликованы в работе^{/1/}. В настоящей работе обсуждаются результаты исследования гиперядер, образованных во взаимодействиях первичных протонов с энергиями 250 и 70 ГэВ, а также вторичных частиц с ядрами в фотоэмульсии. Приводятся характеристики гиперядер и дается сравнение с данными, полученными ранее при существенно меньших энергиях.

II. ПОСТАНОВКА ЭКСПЕРИМЕНТА

Две фотоэмульсионные камеры, объемом 1 л каждая, были облучены протонами с энергией 70 ГэВ на ускорителе ИФВЭ (Серпухов) и одна камера объемом 2 л – протонами с энергией 250 ГэВ на ускорителе ФНАЛ (Батавия). Камеры были собраны из слоев фотоэмульсии НИКФИ-БР-2 размером $200 \times 100 \times 0,6$ мм³. Средняя плотность облучения в просмотренных слоях составила в разных камерах $\sim (0,6-1,1) \cdot 10^5$ р/см².

Поиск взаимодействий проводился методом просмотра по площади при увеличении 225X (диаметр поля зрения ~ 750 мкм). Эффективность регистрации звезд, определенная тройным просмотром, равна $0,76 \pm 0,01$.

В окрестностях найденных звезд в пределах 2 полей зрения регистрировались любые вторичные явления. Затем с целью поиска "двойных звезд" с близкими центрами и черным связующим следом звезды просматривались при увеличении 1350X (поле зрения ~ 130 мкм). Эффективность



поиска вторичных звезд с черным связующим следом равна $0,58 \pm 0,04$.

Среди зарегистрированных "двойных звезд" были отобраны распады гиперядер с испусканием π^- -мезона (МНФ). Они, в отличие от безмезонных распадов (ММНФ), могут быть надежно идентифицированы индивидуально, без необходимости применения статистических методов отделения ММНФ от ядерных захватов π^- - и K^- -мезонов и Σ^- -гиперонов, а также неупругих взаимодействий обычных фрагментов на малых (≈ 20 мкм) расстояниях от родительских звезд.

III. РЕЗУЛЬТАТЫ ПРОСМОТРА

Всего в фотоэмульсионных камерах, облученных протонами с энергией 70 ГэВ, зарегистрировано $\sim 1,25 \cdot 10^5$, а с энергией 250 ГэВ - $\sim 9 \cdot 10^5$ звезд. Количество взаимодействий частиц различного типа, которые могут дать вклад в образование гиперядер (первичные и вторичные протоны, пионы, нейтроны, каоны), оценено по измеренной плотности облучения, а также по известным значениям множественностей вторичных частиц и их сечениям взаимодействия^{*/5/} и приведено в таблице I.

Среди вторичных взаимодействий при $E_p = 250$ ГэВ особо выделены взаимодействия, обусловленные лидирующими протонами. Это позволило оценить выход гиперядер при энергиях $E_p \sim 100-150$ ГэВ.

Таблица I

Количество зарегистрированных взаимодействий и МНФ

Тип частиц и энергия (ГэВ)	Число взаимодействий ^{*/} (10^3)	Число МНФ	Ожидаемое число МНФ
I. Первичные:			
p 250	420	48	
p 70	53	9	
II. Вторичные заряженные:			
$R_{\text{лид}} \sim 100-150$	34	4	
п/р	433	19	$17,6 \pm 2,3$
K^-	5,1		$5,0 \pm 1,2$
III. Вторичные нейтральные:			
n	41	7	$3,6 \pm 1,0$
K^0	3,5		$3,2 \pm 0,9$

*/ В таблице не учтены взаимодействия частиц со странностью $S = +1$ (K^+ - и K^0 -мезонов), а также третичных пионов.

В камерах, облученных протонами с энергией 70 ГэВ, обнаружено 16 МНФ и I распад гиперядра с испусканием π^+ -мезона. В камере, облученной протонами с энергией 250 ГэВ, найден 71 МНФ. В этой же камере в дополнительно просмотренной зоне среди $\sim 2,4 \cdot 10^5$ зарегистрированных звезд найдено 5 МНФ ^{*/}.

Все следы заряженных частиц, вызвавших образование МНФ, были прослежены в обратном направлении. Если след частицы выходил из первичной звезды, или его азимутальный угол ϕ или угол погружения θ отличались от углов пучковых протонов, то такая частица считалась вторичной. К вторичным были отнесены также звезды, образованные нейтральными частицами. В таблице I приведено количество МНФ, образовавшихся в различных взаимодействиях.

Гиперядра, родившиеся во взаимодействиях лидирующих протонов с энергией $\sim 100-150$ ГэВ, отобраны на основании двух критериев:

1) - множественность линейных следов n_s в родительской звезде должна быть не меньше \bar{n}_s в обычных рА-взаимодействиях в фотоэмульсии при $\sim 100-150$ ГэВ: $n_s > \bar{n}_s$. Из полученных нами распределений звезд с гиперядрами по n_s следует, что этот критерий справедлив для $\sim 85\%$ событий;

2) - углы ϕ и θ между первичным и лидирующим протонами не должны превышать 1° для исключения событий с большими поперечными импульсами: $R_{\text{лид}}^{\text{лид}} < 2,5-3,7$ ГэВ/с при $R_{\text{лид}}^{\text{лид}} \sim 100-150$ ГэВ/с.

IV. ЧАСТОТА НАБЛЮДЕНИЯ МНФ И ВЫХОД ГИПЕРЯДЕР В ВЫСОКО-ЭНЕРГЕТИЧЕСКИХ рА- и пА-ВЗАИМОДЕЙСТВИЯХ

Из данных таблицы I с учетом геометрических поправок на конечную толщину фотоэмульсионных слоев и поправок на эффективность регистрации получаем следующие значения частоты наблюдения МНФ⁺ в рА-взаимодействиях в фотоэмульсии при энергиях протонов 70, $\sim 100-150$ и 250 ГэВ:

$$R_{\text{МНФ}} = \begin{matrix} (3,2 \pm 1,0) \cdot 10^{-4} & 70 \text{ ГэВ} \\ (2,7 \pm 1,2) \cdot 10^{-4} & E_p = \sim 100-150 \text{ ГэВ} \\ (2,4 \pm 0,3) \cdot 10^{-4} & 250 \text{ ГэВ} \end{matrix}$$

на одно неупругое взаимодействие.

Из-за ограничения зоны поиска вторичных взаимодействий в нашем эксперименте возможен пропуск гиперядер с пробегами $R \geq 1,5$ мм. Для оценки величины таких потерь мы вычислили ожидаемое в нашем эксперименте количество МНФ от взаимодействий вторичных частиц без учета ограничения зоны поиска. Количество МНФ от взаимодействий вторичных пио-

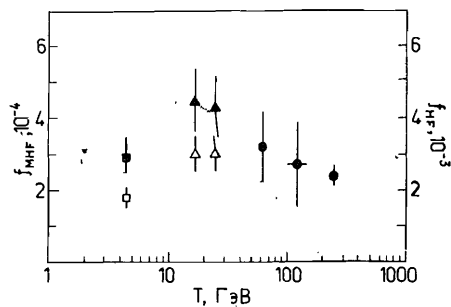
*/ Так как эта зона была просмотрена, главным образом, с целью поиска суперядер, то эти МНФ и звезды учитывались только при определении характеристик МНФ, но не для определения их выхода.

+/ То есть произведение выхода гиперядер на вероятность мезонных распадов.

нов и протонов (кроме лидирующих) было оценено по результатам работ^{/6,7/}, выполненных при энергиях 4,5, 17 и 25 ГэВ, от K^- -мезонов - по данным по образованию гиперядер в K^-A -взаимодействиях в фотоэмульсии (см. ссылки в работе^{/8/}). Образование гиперядер нейтронами и \bar{K}^0 -мезонами не исследовалось, поэтому их вклад был оценен в предположении, что выход гиперядер в \bar{K}^0A и nA -взаимодействиях таков же, как в K^-A и p^- (или p) A -взаимодействиях соответственно. Полученные нами оценки ожидаемого количества МНФ от вторичных частиц приведены в таблице I. Они согласуются с зарегистрированным количеством МНФ во вторичных звездах - 29,4±2,9 и 26 соответственно, поэтому можно заключить, что потери МНФ, связанные с ограничением зоны поиска, незначительны.

На рис.1 представлены данные по частоте наблюдения МНФ в p^-A -взаимодействиях при 4,5 ГэВ^{/6/} и 17,2 ГэВ/с^{/7/} и в pA -взаимодействиях при 25^{/7/}, 70, ~100-150 и 250 ГэВ. Видно, что частота наблюдения МНФ во взаимодействиях нестранных адронов с ядрами в фотоэмульсии слабо зависит от энергии и в пределах экспериментальной точности остается практически постоянной: $f_{\text{МНФ}} \sim (2,5-4,5) \cdot 10^{-4}$ на одно взаимодействие в интервале энергий от ~5 до 250 ГэВ. При этом мы учитываем тот факт, что выход гиперядер в p^-A - и pA -взаимодействиях при одинаковых энергиях одинаков^{/6,7,9,10/}.

Рис.1.



Зависимость частоты наблюдения МНФ $f_{\text{МНФ}}$ (черные точки) и выхода гиперядер $f_{\text{НГ}}$ (светлые точки) во взаимодействиях нестранных адронов с ядрами в фотоэмульсии от энергии.

- □ - p^- , 4,5 ГэВ^{/6/};
- ▲ △ - p^- , 17,2 ГэВ/с и p , 25 ГэВ^{/7/};
- - p , 70, ~100-150 и 250 ГэВ - данная работа.

Как видно из рис.2, распределения МНФ по зарядам в нашем эксперименте и в работах^{/6,7/} совпадают. Отсюда следует, что соотношение между безмезонными и мезонными модами распадов гиперядер в нашем эксперименте должно быть таким же, как в работах^{/6,7/}:

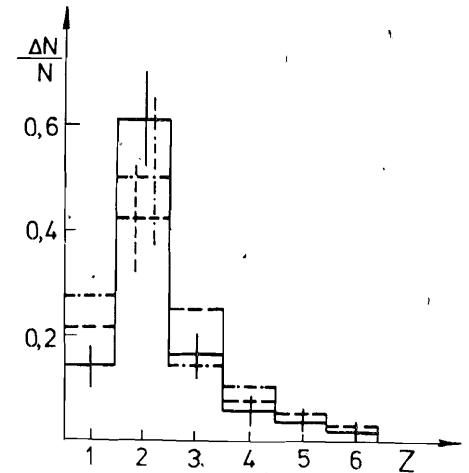
$$R^- = \frac{\text{число } \Lambda^0 \text{ МНФ}}{\text{число МНФ}} \sim 5-6.$$

То есть относительная доля мезонных распадов гиперядер, равная $(R^-+1)^{-1}$, в интервале энергий налетающих частиц от 5 до 250 ГэВ не меняется и

Рис.2.

Распределение МНФ по зарядам.

- — — — — данная работа;
- - - - - работа^{/7/};
- · - · - работа^{/6/}.



составляет ~15% от всех распадов гиперядер. Из этого следует, что полный выход гиперядер также слабо зависит от энергии налетающих нестранных адронов и практически постоянен в интервале энергий 5-250 ГэВ: $f_{\text{НГ}} \sim (1,5-3) \cdot 10^{-3}$ на одно взаимодействие, хотя сечение образования Λ^0 в pp - и p^-p -взаимодействиях возрастает в этом интервале более, чем на порядок^{/11/}.

Такой характер поведения энергетической зависимости выхода гиперядер объясняется тем, что они образуются, в основном, за счет захвата Λ^0 -гиперонов с импульсами, меньшими или сравнимыми с ферми-импульсом нуклонов в ядре $R_F \sim 0,2-0,3$ ГэВ/с. Поскольку при энергиях налетающих нестранных адронов, больших 5 ГэВ, рост множественности Λ^0 происходит за счет высокоэнергетической части спектра Λ^0 , а минимально возможный импульс и множественность медленных Λ^0 меняются слабо, то выход гиперядер не должен заметно зависеть от энергии. Следует отметить, что при энергиях $E \geq 70-100$ ГэВ сечение образования Λ^0 выходит на плато^{/11/}, но за счет увеличения с ростом энергии максимально возможного импульса Λ^0 доля медленных Λ^0 должна несколько уменьшаться, что может привести к некоторому спаду выхода гиперядер. Указание на этот эффект получено в нашем эксперименте (см. рис.1), хотя достигнутая точность не позволяет оценить его количественно.

У. АНАЛИЗ ГИПЕРЯДЕР

Все зарегистрированные гиперядра были проанализированы с помощью программы кинематического анализа распадов гиперядер ASTRA^{/12/}. При этом использовалась информация о заряде гиперядра, определенном по измерениям ширины его следа (см.^{/2/}), и природе продуктов распада - наличие β -электронов и т.д. Отбирались только гипотезы о моде распада МНФ,

удовлетворяющие законам сохранения импульса и энергии-импульса с достоверностью более 1% по χ^2 -критерию. Были проанализированы следующие возможности: распады в покое или на лету без испускания нейтронов или короткопробежных ($R < 1$ мкм) ядер отдачи, а также распады в покое с испусканием не более 1 нейтрона или ядра отдачи. При этом использовались известные значения энергии связи A^0 в гиперядрах $B_{\Lambda}^{T/13}$.

Всего было однозначно идентифицировано 52 распада гиперядер; в 28 случаях однозначно определен заряд гиперядра. Только для 3 МНФ не было получено ни одного решения с уровнем достоверности более 1%.

Во всех случаях каждой из гипотез о моде распада, отобранной по χ^2 -критерию, приписывался статистический вес, равный

$$\omega_{ij} = C_{ij} / \sum_k C_{kj},$$

где C_{ij} - уровень достоверности i -й гипотезы в j -м событии. При построении кинематических распределений МНФ эти статистические веса умножались на соответствующие геометрические веса.

В таблице II представлены однозначно идентифицированные моды распадов МНФ. Приведены средневзвешенные значения B_{Λ} с учетом неоднозначных решений. Как видно из таблицы II, не было идентифицировано новых гиперизотопов, кроме описанного ранее $^{12}_{\Lambda}C$ (см. также $^{13,14}_{\Lambda}$).

Распределение МНФ по зарядам (рис. 2), как уже отмечалось, идентично распределениям, полученным при меньших энергиях. Следовательно, рост энергии налетающих частиц не приводит к заметному изменению вероятности вылета гиперядер с различными Z . В частности, не происходит увеличения относительного выхода гиперядер с $Z \geq 4$, что могло быть существенно для поиска новых гиперизотопов.

В работе 12 нами на самом начальном этапе исследований впервые был зарегистрирован гиперфрагмент $^{12}_{\Lambda}C$ с достаточно большим для определения его заряда пробегом $R = 171$ мкм. Этот случай позволял надеяться, что при больших энергиях будет увеличиваться доля длиннопробежных гиперядер, для которых возможно определение заряда по параметрам следа ($R \geq 50$ мкм). Это могло бы облегчить поиск и идентификацию новых гиперизотопов во взаимодействиях адронов с ядрами при энергиях в сотни ГэВ. На рис. 3 приведено сравнение распределений по пробегам МНФ, полученных в данной работе и работах 6,7 , выполненных при энергиях 4,5, 17 и 25 ГэВ. Как видно, заметного увеличения доли длиннопробежных гиперядер при энергиях 70 и 250 ГэВ не происходит.

В данном эксперименте, как и в работах, посвященных образованию гиперядер при существенно меньших энергиях, наблюдается асимметрия в направлении вылета гиперядер (рис. 4). Значения величины F/V (F и V - количество гиперядер, вылетающих в переднюю и заднюю полусферы по отношению к направлению налетающих частиц соответственно), полученные при

разных энергиях и типах частиц, приведены в таблице III вместе с данными по фрагментам 8Li . Видно, что в пределах ошибок измерений величины F/V для гиперядер и фрагментов 8Li одинаковы.

Таблица II

Однозначно идентифицированные распады гиперядер

Мода распада	Число событий	Энергия связи B_{Λ} , МэВ	$B_{\Lambda}^{T/13}$
$^3_{\Lambda}H \rightarrow p^- \ ^3He$	1	$4,07 \pm 2,50$	$0,13 \pm 0,05$
$^4_{\Lambda}H \rightarrow p^- \ ^4He$	6		
$\rightarrow p^- \ p \ ^3H$	1	$1,95 \pm 0,32$	$2,04 \pm 0,04$
$\rightarrow p^- \ p \ ^2H \ n$	1		
$\rightarrow p^- \ ^3He \ n$	1		
$^4_{\Lambda}He \rightarrow p^- \ p \ ^3He$	4	$2,27 \pm 0,24$	$2,39 \pm 0,03$
$^5_{\Lambda}He \rightarrow p^- \ p \ ^4He$	17	$2,71 \pm 0,13$	$3,12 \pm 0,02$
$^7_{\Lambda}He \rightarrow p^- \ ^3H \ ^4He$	1	$0,39 \pm 1,41$	*/
$\rightarrow p^- \ p \ ^6He$	2	$5,18 \pm 0,49$	
$^7_{\Lambda}Li \rightarrow p^- \ ^3He \ ^4He$	6	$5,36 \pm 0,28$	$5,58 \pm 0,03$
$^8_{\Lambda}Li \rightarrow p^- \ ^4He \ ^4He$	4	$6,34 \pm 0,46$	$6,80 \pm 0,03$
$^9_{\Lambda}Li \rightarrow p^- \ ^3H \ ^6He$	1	$8,16 \pm 0,70$	$8,53 \pm 0,15$
$^8_{\Lambda}Be \rightarrow p^- \ p \ ^7Be$	1	$6,31 \pm 0,60$	$6,84 \pm 0,04$
$^9_{\Lambda}Be \rightarrow p^- \ p \ ^4He \ ^4He$	3	$5,15 \pm 0,49$ */	$6,71 \pm 0,04$
$^{11}_{\Lambda}B \rightarrow p^- \ ^{11}C$	1	$10,14 \pm 0,63$	$10,24 \pm 0,05$
$^{12}_{\Lambda}B \rightarrow p^- \ ^4He \ ^4He \ ^4He$	1	$11,17 \pm 0,73$	$11,37 \pm 0,06$
$^{12}_{\Lambda}C \rightarrow p^- \ ^{12}N$	1	$11,14 \pm 0,57$	$10,76 \pm 0,19$

*/ $B_{\Lambda} (^7He)$ не усредняется из-за наличия изомерного состояния.

**/ Один из распадов $^9_{\Lambda}Be$ может происходить из изомерного состояния $^9_{\Lambda}Be$ (2,9 МэВ).

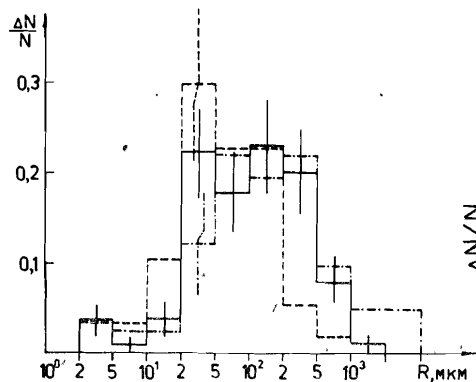


Рис.3.

Распределение МНФ по пробегам гиперядер. Обозначения как на рис.2.

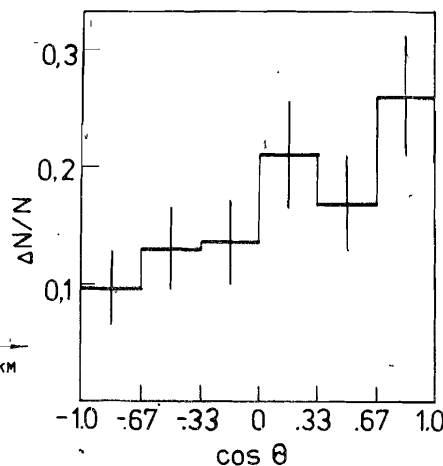


Рис.4.

Угловое распределение МНФ.

Таблица III

Коэффициент угловой асимметрии F/V вылета гиперядер и 8Li :

Тип и энергия частиц	F/V (HF)	F/V (8Li)
K^- , 1,5 ГэВ/c ^{17/}	1,8±0,3	2,5±0,3
π^- , 17,2 ГэВ/c ^{17/}	1,85±0,2	1,2±0,2
p, 25 ГэВ ^{17/}	1,7±0,3	1,3±0,2
вторичные заряженные частицы (данная работа)	1,1±0,5	—
p, 70 ГэВ (данная работа)	2,1±1,4	1,04±0,18 /15/ $\#$ /
p, 250 ГэВ (данная работа)	2,0±0,5	1,24±0,1 /16/

$\#$ / Исследовалось образование 8Li пионами с энергией 60 ГэВ.

Анализ распределений родительских звезд по множественности серых n_g , черных n_b и сильноионизирующих $N_A = n_g + n_b$ частиц показывает, что гиперядра, как и обычные фрагменты, образуются преимущественно в событиях с большими значениями n_g , n_b и N_A . Это обусловлено двумя причинами. Во-первых, в высокоэнергетических взаимодействиях вероятность

образования гиперядер и фрагментов увеличивается с ростом массового числа ядра-мишени. Поэтому большинство гиперядер во взаимодействиях нестранных адронов с ядрами в фотоэмульсии образуется на тяжелых ядрах Ag, Br ^{10/}. В нашем эксперименте доля МНФ, рожденных на ядрах Ag, Br , определенная из обычного условия $N_A > 7$, составляет (92±4)% при энергии 250 ГэВ, (92±8)% при 70 и ~100-150 ГэВ и (96±4)% во взаимодействиях вторичных частиц за исключением лидирующих. Во-вторых, вероятность образования фрагментов и гиперядер увеличивается с ростом n_g , n_b и N_A (см. ^{15/} $\#$). В таблице IV приведены средние значения \bar{n}_g , \bar{n}_b и множественности ливневых следов \bar{n}_s для всех расщеплений в фотоэмульсии, а также в звездах с гиперядрами и фрагментами 8Li . Видно, что \bar{n}_g и \bar{n}_b (следовательно, и N_A) в звездах с гиперядрами и фрагментами 8Li одинаковы, не зависят от энергии и превышают соответствующие характеристики адрон-ядерных взаимодействий в фотоэмульсии. Это объясняется тем, что в событиях с большей разветвленностью внутриядерного каскада выбивается больше нуклонов (g-частиц), большей становится энергия возбуждения остаточного ядра (увеличивается число b-частиц) и возрастает вероятность вылета фрагментов^{15/} и гиперядер.

С другой стороны, в событиях с большой степенью разветвленности каскада происходит большее размножение ливневых частиц:

$$n_s = a + b N_A,$$

поэтому \bar{n}_s в звездах с гиперядрами и фрагментами больше \bar{n}_s в обычных pA-взаимодействиях в фотоэмульсии, хотя число ливневых частиц не влияет на вероятность вылета фрагментов ω_f , так как не замечено никакой корреляции ω_f и n_s ^{15/}.

На рис.5 приведены распределения МНФ с зарядами $Z = 1, 2$ и ≥ 3 , по кинетической энергии T. Как отмечалось в более ранних работах^{9,10/}, эти распределения подобны энергетическим распределениям обычных фрагментов с теми же зарядами. Так, средние значения \bar{T} МНФ с $Z = 1, 2$ и ≥ 3 равны соответственно 10,2±2,2; 20,9±1,6 и 36,0±5,5 МэВ. Для фрагментов, образовавшихся во взаимодействиях протонов с энергией 28 ГэВ с ядрами в фотоэмульсии^{19/}, \bar{T} того же порядка и в единицах $\bar{\epsilon} = \bar{T}/Z$ составляют ~8-11 МэВ.

В работе^{16/} был сделан вывод о подобии импульсных спектров гиперядер с $A \leq 5$ (т.е. 4He и 3He) и гиперядер с $A > 5$ (в основном, это гипер-

$\#$ / По этой причине пропуск звезд с малыми N_A при просмотре по площади хотя и приводит к некоторому завышению \bar{n}_g , \bar{n}_b и N_A , а также доли МНФ, рожденных на ядрах Ag, Br , но в значительно меньшей степени, чем для обычных ядерных расщеплений (для них доля звезд с $N_A = 0$ при энергии 200-400 ГэВ составляет ~16%^{17/}), и не влияет на выводы.

Таблица IV

Средние множественности ливневых \bar{N}_3 , серых \bar{N}_2 и черных \bar{N}_1 следов в облученных фотоэмульсионных звездах (рЕм) и звездах с образованием гиперядер (HF) и фрагментов \bar{N}_i (F)

Тип и энергия частиц, ГэВ	п ⁻ 17,2 ⁷ /		р 25 ⁷ /		данные эксперимент вторичные р 70		р 100-150.		
	а/	б/	а/	б/	а/	б/	а/	б/	
\bar{N}_3	рЕмП 4,2±1,2	5,61±0,11	рЕмП 7,0±1,5	9,73±0,23	рЕмП 13,2±0,2	а/ 17,4±1,9	г/ 20,5±1,1	а/ 17,4±1,9	г/ 20,5±1,1
	HF 4,5±1,2	7,3±1,7	HF 5,2±1,1	14,0±2,5	HF 5,2±3,6	а/ 10,1±0,6	г/ 7,9±0,2	а/ 10,1±0,6	г/ 7,9±0,2
	F 5,6±1,4	6,5±0,4	F 6,5±0,4	10,1±0,6	F 6,5±0,7	а/ 2,85±0,09	г/ 7,0±0,9	а/ 2,85±0,09	г/ 7,0±0,9
\bar{N}_2	рЕмП 4,9±0,6	3,17±0,10	рЕмП 4,8±0,8	4,8±0,8	рЕмП 6,5±2,1	а/ 3,0±0,1	г/ 6,9±0,7	а/ 4,2±1,2	г/ 6,9±0,7
	HF 6,5±1,9	6,5±2,1	HF 6,5±1,9	6,5±1,9	HF 6,5±1,9	а/ 6,5±1,9	г/ 7,9±0,2	а/ 6,5±1,9	г/ 7,9±0,2
	F 6,5±0,3	6,3±0,8	F 6,3±0,8	6,3±0,8	F 6,3±0,8	а/ 8,1±0,5	г/ 5,0±0,1	а/ 8,1±0,5	г/ 5,0±0,1
\bar{N}_1	рЕмП 7,9±0,8	4,5±0,1	рЕмП 8,9±1,0	4,5±0,1	рЕмП 10,5±0,9	а/ 4,7±0,1	г/ 12,5±2,6	а/ 4,7±0,1	г/ 12,5±2,6
	HF 10,5±1,9	10,7±1,3	HF 10,7±1,3	10,7±1,3	HF 10,7±1,3	а/ 11,7±1,9	г/ 11,4±0,2	а/ 11,7±1,9	г/ 11,4±0,2
	F 10,1±0,3	10,7±1,0	F 10,7±1,0	10,7±1,0	F 10,7±1,0	а/ 9,0±0,5	г/ 11,4±0,2	а/ 9,0±0,5	г/ 11,4±0,2

рЕмП и рЕмП - данные получены при поиске звезд слежением по треку и просмотром по площади.

а/ - р 22,5, 67 и 200 ГэВ/17/

б/ - р 24, 67 и 200 ГэВ/с/18/

в/ - п 60 ГэВ/15/

г/ - данная работа; характеристики звезд, из которых вылетели вторичные частицы, образовавшие гиперядра;

д/ - р250 ГэВ/16/

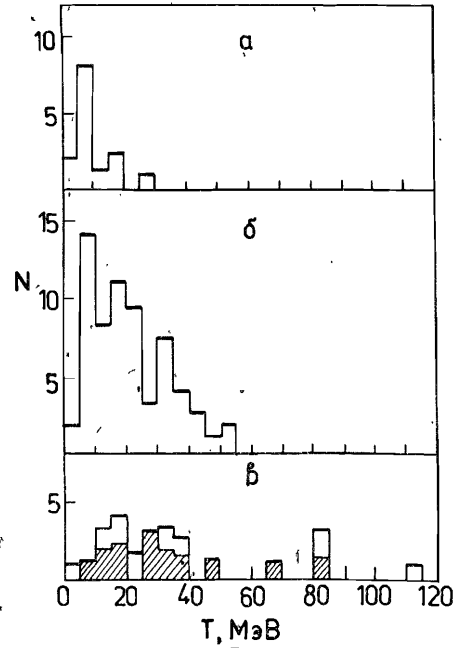


Рис. 5.

Распределение МНФ по кинетической энергии.

а) - α Н; б) - α Не;

в) - α Li, α Be, α B, α C (заштрихованы α Li).

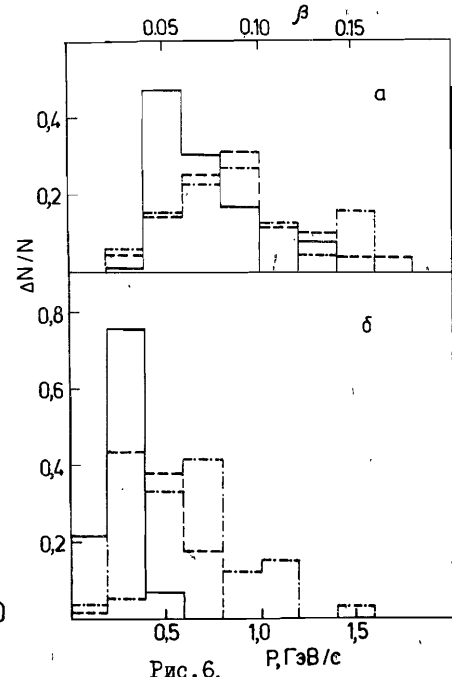


Рис. 6.

Распределение МНФ по скорости β (а) и импульсу P (б).

— α Н
- - - α Не
- · - · α Li, α Be, α B, α C.

ядра с $Z \geq 3$) и различия их распределений по скорости. В работе [9] утверждается обратное - подобие распределений по скорости. Полученные в нашем эксперименте распределения по скоростям и импульсам МНФ с $Z = 1, 2$ (в основном, с $A \leq 5$) и $Z \geq 3$ приведены на рис. 6а и 6б соответственно. Видно, что импульсные распределения явно различны. Средние значения импульсов гиперядер α Н, α Не и с $Z \geq 3$ равны 268 ± 27 , 437 ± 17 и 706 ± 59 МэВ/с соответственно. Распределения по скорости гиперядер с $Z = 2$ и ≥ 3 практически одинаковы - $\bar{\beta} = 0,088 \pm 0,004$ и $0,089 \pm 0,007$, а скорости гиперядер α Н (кроме одного МНФ - это α Н) заметно меньше - $\bar{\beta} = 0,069 \pm 0,007$.

Эти особенности распределений гиперядер по скорости и импульсам непосредственно следуют из основной кинематической характеристики гиперядер и фрагментов - энергетического спектра. Как уже отмечалось, средняя кинетическая энергия фрагментов пропорциональна заряду: $T = \chi Z$, где $\chi \sim 8-11$ МэВ. В нашем эксперименте величина χ для гиперядер α Н, α Не, α Li и α Be равна 10,2, 10,5, 11,3 и 9,1 МэВ соответственно. С другой

стороны, масса фрагмента также пропорциональна заряду: $M = \lambda Z$, где $\lambda = A/Z$ (в единицах массы нуклона). Величина λ различна для разных изотопов, но для фрагментов с Z_k можно получить некую экспериментальную среднюю $\lambda_k = \bar{A}_k/Z_k$. Поскольку $M \gg T$, то можно получить приближенные соотношения, связывающие между собой средние значения импульсов и скоростей фрагментов с различными зарядами:

$$\bar{P}_k = \sqrt{T(T+2M_k)} \approx Z_k \sqrt{2\lambda_k T}$$

$$\bar{E}_k = T + M_k \approx \lambda_k Z_k T; \quad \bar{\beta}_k = \frac{\bar{P}_k}{\bar{E}_k} \approx \sqrt{\frac{2\lambda_k T}{\lambda_k Z_k T}}$$

$$\frac{\bar{P}_i}{\bar{P}_j} \approx \frac{Z_i}{Z_j} \sqrt{\frac{\lambda_i}{\lambda_j}} = \sqrt{\frac{Z_i \bar{A}_i}{Z_j \bar{A}_j}} \quad (1)$$

$$\frac{\bar{\beta}_i}{\bar{\beta}_j} \approx \sqrt{\frac{\lambda_j}{\lambda_i}} = \sqrt{\frac{Z_j \bar{A}_j}{Z_i \bar{A}_i}} \quad (2)$$

В таблице У показано сравнение полученных в нашем эксперименте величин \bar{P}_i/\bar{P}_j и $\bar{\beta}_i/\bar{\beta}_j$ с их оценками по формулам (1) и (2) для $Z = 1-4$. Видно, что соотношения (1) и (2) выполняются достаточно хорошо. Необходимо отметить, что в случае примерного равенства величин λ_i и λ_j - отношений эффективного массового числа к заряду гиперядер, отношение средних скоростей должно быть ~ 1 , а средних импульсов $\sim Z_i/Z_j$. Видно, что в случае $Z = 2, 3$ и 4 , для которых $\lambda = \bar{A}/Z$ равны соответственно

Таблица У

Сравнение экспериментальных отношений средних импульсов \bar{P}_i/\bar{P}_j и скоростей $\bar{\beta}_i/\bar{\beta}_j$ гиперядер с зарядами $Z = 1-4$ и их оценок

$Z_i; Z_j$	\bar{P}_i/\bar{P}_j		$\bar{\beta}_i/\bar{\beta}_j$	
	эксперимент	оценка	эксперимент	оценка
2; 1	1,63±0,18	1,64	1,28±0,14	1,22
3; 1	2,48±0,33	2,41	1,33±0,18	1,25
4; 1	2,56±0,64	2,99	1,22±0,33	1,34
3; 2	1,52±0,14	1,47	1,05±0,10	1,02
4; 2	1,57±0,36	1,82	0,95±0,24	1,10
4; 3	1,03±0,25	1,24	0,91±0,24	1,07

2,6; 2,5 и 2,2, это выполняется достаточно хорошо, что и объясняет наблюдаемое различие в импульсных и подобие в скоростных спектрах гиперядер с $Z = 2$ и ≥ 3 . Для гиперядер λ величина $\lambda = \bar{A}/Z \sim 3,9$. Отсюда следует и различие распределений по скорости λ от остальных гиперядер.

У1. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В данной работе впервые исследован вопрос об образовании гиперядер во взаимодействиях протонов с ядрами в фотоэмульсии при энергиях 250 и 70 ГэВ. При анализе мезонных распадов гиперядер (МНФ) получены следующие результаты:

1. Частота наблюдения МНФ в рА-взаимодействиях в фотоэмульсии равна

$$f_{\text{МНФ}} = \begin{matrix} (3,2 \pm 1,0) \cdot 10^{-4} \\ (2,4 \pm 0,3) \cdot 10^{-4} \end{matrix} \quad E_p = \begin{matrix} 70 \text{ ГэВ} \\ 250 \text{ ГэВ} \end{matrix}$$

на одно неупругое взаимодействие. Сделана оценка $f_{\text{МНФ}}$ при $E_p \sim 100-150$ ГэВ

$$f_{\text{МНФ}} = (2,7 \pm 1,2) \cdot 10^{-4}$$

2. Частота наблюдения МНФ в интервале энергий 5-250 ГэВ слабо зависит от энергии налетающих нестранных адронов и в пределах ошибок измерений остается постоянной $f_{\text{МНФ}} \sim (2,5-4,5) \cdot 10^{-4}$. То же самое можно сказать и о полном выходе гиперядер в этом интервале энергий: $f_{\text{НФ}} \sim (1,5-3) \cdot 10^{-3}$ на одно неупругое взаимодействие.

3. При кинематическом анализе распадов гиперядер однозначно идентифицировано гиперядро ${}^{12}\text{C}$ (см. /2/) с пробегом 171 мкм. Заряд гиперядра определен по измерениям зависимости ширины следа от остаточного пробега.

4. Сравнение распределений МНФ по зарядам и пробегам с данными при энергиях 5-25 ГэВ показывает, что при переходе к энергиям 70-250 ГэВ эти распределения заметно не изменяются.

5. Угловое распределение МНФ обнаруживает такую же асимметрию, как и при меньших энергиях: $F/V = 1,85 \pm 0,2$ при 17,2 ГэВ/с, $1,7 \pm 0,3$ при 25 ГэВ, $2,1 \pm 1,4$ при 70 ГэВ и $2,0 \pm 0,5$ при 250 ГэВ. В пределах достигнутой точности показатель угловой асимметрии F/V не отличается от F/V для фрагментов ${}^8\text{Li}$.

6. Распределения звезд с образованием гиперядер по множественности серых n_g , черных n_b и сильноионизирующих частиц N_s и средние значения \bar{n}_g , \bar{n}_b и \bar{N}_s совпадают с данными по образованию фрагментов ${}^8\text{Li}$ ($\bar{n}_g \sim 6-7$, $\bar{n}_b \sim 10-12$, $\bar{N}_s \sim 17-19$), не зависят от энергии налетающих частиц и превышают средние характеристики обычных фотоэмульсионных звезд. Образование гиперядер в высокоэнергетических взаимодействиях происходит преимущественно (в $\geq 90\%$ случаев) на тяжелых ядрах Au, Vz .

7. Энергетические спектры гиперядер подобны спектрам обычных фрагментов с теми же зарядами. Для гиперядер с $Z = 1, 2$ и ≥ 3 средние значения кинетической энергии \bar{T} , импульса \bar{P} и скорости $\bar{\beta}$ равны:

$$\begin{aligned} Z = 1 & \quad \bar{T}=10,2 \pm 2,2 \text{ МэВ}; \quad \bar{P}=268 \pm 27 \text{ МэВ/с}; \quad \bar{\beta}=0,069 \pm 0,007; \\ Z = 2 & \quad \bar{T}=20,9 \pm 1,6 \text{ МэВ}; \quad \bar{P}=437 \pm 17 \text{ МэВ/с}; \quad \bar{\beta}=0,088 \pm 0,004; \\ Z \geq 3 & \quad \bar{T}=36,0 \pm 5,5 \text{ МэВ}; \quad \bar{P}=706 \pm 59 \text{ МэВ/с}; \quad \bar{\beta}=0,089 \pm 0,007. \end{aligned}$$

8. Сравнение характеристик гиперядер и обычных фрагментов показывает общность механизмов их вылета, что согласуется качественно с моделью (см. /10/), объясняющей образование гиперядер через захват ядром медленных ($P \leq P_p$) Λ^0 -гиперонов и последующее их испускание в составе ядерных фрагментов. Поскольку при энергиях налетающих адронов ≥ 70 -100 ГэВ сечение образования Λ^0 выходит на плато, то при дальнейшем увеличении энергии спектр Λ^0 будет растягиваться в сторону больших импульсов. Отсюда следует ожидать некоторого уменьшения доли низкоэнергетических Λ^0 и, следовательно, уменьшения выхода гиперядер. Указание на спад R_{MHF} и R_{HF} при $E_p \geq 70$ ГэВ получено в данном эксперименте.

Литература

1. Бунятов С.А. и др. ЯФ, 1979, 30, с.1054.
2. Бунятов С.А. и др. ЯФ, 1978, 28, с.439.
3. Тяпкин А.А. ЯФ, 1975, 22, с.181;
Fil'kov L.V., Starkov N.I., Tsarev V.A. In: Proc. of Intern. Conf. on Hypernuclei and Kaon Physics. Heidelberg, 1982, p.331.
4. Батусов Ю.А. и др. Письма в ЖЭТФ, 1981, 33, с.56.
5. Барашенков В.С., Тонеев В.Д. Взаимодействия высокоэнергетических частиц и атомных ядер с ядрами. Атомиздат, М., 1972.
6. Silverstein E.M. Suppl.Nuovo Cim., 1958, 10, p.41;
Slater W.E. ibid., p.1.
7. Baumann G. Ann.Phys., 1964, 9, p.470.
8. Бом Г., Крекер У. ЭЧАЯ, 1972, 3, с.318.
9. Burte D.P. et al., Proc.Ind.Acad.Sci. 1966, 64, p.213.
10. Zakrzewski J. In: Proc. of Intern. Conf. on Hyperfragments, St.Cergue, CERN 64 - 1, 1964, p.89.
11. Berceau S. JINR, E1-8559, Dubna, 1975.
12. Агабабян Н.М. и др. ОИЯИ, IO-589I, Дубна, 1971.
13. Pniewski J., Ziemińska D. Nucleonika, 1978, 23, p.797.
14. Chrien R. et al. Phys.Lett., 1979, 89B, p.31.
15. Weissenberg A.O., Kolganova E.D., Rabin N.V. Nuovo Cim., 1972, 9A, p.534.
16. Иванова М.П., Курбатов В.С., Сидоров В.М. ЯФ, 1979, 29, с.1234.
17. Tsai-Chü et al. Lett.Nuovo Cim., 1977, 20, p.257.
18. Гуламов К.Г., Гулямов У.Г., Чернов Г.М. ЭЧАЯ, 1978, 9, с.554.
19. Stein R. Nucl.Phys., 1967, 87, pp.836,854.

Рукопись поступила в издательский отдел
3 января 1985 года.

СООБЩЕНИЯ, КРАТКИЕ СООБЩЕНИЯ, ПРЕПРИНТЫ И СБОРНИКИ ТРУДОВ КОНФЕРЕНЦИЙ, ИЗДАВАЕМЫЕ ОБЪЕДИНЕННЫМ ИНСТИТУТОМ ЯДЕРНЫХ ИССЛЕДОВАНИЙ, ЯВЛЯЮТСЯ ОФИЦИАЛЬНЫМИ ПУБЛИКАЦИЯМИ.

Ссылки на СООБЩЕНИЯ и ПРЕПРИНТЫ ОИЯИ должны содержать следующие элементы:

- фамилии и инициалы авторов,
- сокращенное название Института /ОИЯИ/ и индекс публикации,
- место издания /Дубна/,
- год издания,
- номер страницы /при необходимости/.

Пример:

1. Первушин В.Н. и др. ОИЯИ, P2-84-649,
Дубна, 1984.

Ссылки на конкретную СТАТЬЮ, помещенную в сборнике, должны содержать:

- фамилии и инициалы авторов,
- заглавие сборника, перед которым приводятся сокращенные слова: "В кн."
- сокращенное название Института /ОИЯИ/ и индекс издания,
- место издания /Дубна/,
- год издания,
- номер страницы.

Пример:

Колпаков И.Ф. В кн. XI Международный симпозиум по ядерной электронике, ОИЯИ, Д13-84-53, Дубна, 1984, с.26.

Савин И.А., Смирнов Г.И. В сб. "Краткие сообщения ОИЯИ", № 2-84, Дубна, 1984, с.3.

Вниманию организаций и лиц, заинтересованных в получении публикаций Объединенного института ядерных исследований

Принимается подписка на препринты и сообщения Объединенного института ядерных исследований.

Установлена следующая стоимость подписки на 12 месяцев на издания ОИЯИ, включая пересылку, по отдельным тематическим категориям:

ИНДЕКС	ТЕМАТИКА	Цена подписки на год
1.	Экспериментальная физика высоких энергий	10 р. 80 коп.
2.	Теоретическая физика высоких энергий	17 р. 80 коп.
3.	Экспериментальная нейтронная физика	4 р. 80 коп.
4.	Теоретическая физика низких энергий	8 р. 80 коп.
5.	Математика	4 р. 80 коп.
6.	Ядерная спектроскопия и радиохимия	4 р. 80 коп.
7.	Физика тяжелых ионов	2 р. 85 коп.
8.	Криогеника	2 р. 85 коп.
9.	Ускорители	7 р. 80 коп.
10.	Автоматизация обработки экспериментальных данных	7 р. 80 коп.
11.	Вычислительная математика и техника	6 р. 80 коп.
12.	Химия	1 р. 70 коп.
13.	Техника физического эксперимента	8 р. 80 коп.
14.	Исследования твердых тел и жидкостей ядерными методами	1 р. 70 коп.
15.	Экспериментальная физика ядерных реакций при низких энергиях	1 р. 50 коп.
16.	Дозиметрия и физика защиты	1 р. 90 коп.
17.	Теория конденсированного состояния	6 р. 80 коп.
18.	Использование результатов и методов фундаментальных физических исследований в смежных областях науки и техники	2 р. 35 коп.
19.	Биофизика	1 р. 20 коп.

Подписка может быть оформлена с любого месяца текущего года.

По всем вопросам оформления подписки следует обращаться в издательский отдел ОИЯИ по адресу: 101000 Москва, Главпочтамт, п/я 79.

3.5
15
2.5 · 10⁻³

Батусов Ю.А. и др.
Образование гиперядер во взаимодействиях протонов с ядрами в фотозумульсии при энергиях 250 и 70 ГэВ

P1-85-11

В фотозумульсии, облученной протонами с энергиями 250 и 70 ГэВ, зарегистрировано 92 мезонных распада гиперядер. Частота наблюдения мезонных распадов гиперядер равна $(3,2 \pm 1,0) \cdot 10^{-4}$ на одно неупругое взаимодействие при энергии 70 ГэВ и $(2,4 \pm 0,3) \cdot 10^{-4}$ при 250 ГэВ. Сделана оценка частоты наблюдения мезонных распадов при энергиях $\sim 100-150$ ГэВ: $(2,7 \pm 1,2) \cdot 10^{-4}$. Показано, что в пределах достигнутой точности измерений выход гиперядер во взаимодействиях нестранных адронов с ядрами в фотозумульсии в широком интервале энергий от 5 до 250 ГэВ слабо зависит от энергии и составляет $(1,5-3) \cdot 10^{-3}$ на одно неупругое взаимодействие. Приводится сравнение наблюдаемых характеристик гиперядер с данными при энергиях адронов до 25 ГэВ, а также с характеристиками обычных фрагментов.

Работа выполнена в Лаборатории ядерных проблем ОИЯИ.

Препринт Объединенного института ядерных исследований. Дубна 1985

Перевод Н.И.Потапова

Batusov Yu.A. et al.
Production of Hypernuclei in Interactions of Protons with Photoemulsion Nuclei at 250 and 70 GeV

P1-85-11

92 mesic decays of hypernuclei have been registered in photoemulsion exposed to 250 and 70 GeV protons. The observation frequency for mesic decays of hypernuclei is $(3.2 \pm 1.0) \cdot 10^{-4}$ per one inelastic interaction at 70 GeV and $(2.4 \pm 0.3) \cdot 10^{-4}$ at 250 GeV. The observation frequency for mesic decays at $100-150$ GeV has been estimated: $(2.7 \pm 1.2) \cdot 10^{-4}$. It is shown that within the achieved accuracy of measurements the yield of hypernuclei in interactions of nonstrange hadrons with photoemulsion nuclei in a wide energy interval from 5 to 250 GeV slightly depends on energy and is $(1.5-3) \cdot 10^{-3}$ per one inelastic interaction. The observed hypernuclear characteristics are compared with the data for hadron energies up to 25 GeV and with the characteristics of ordinary fragments.

The investigation has been performed at the Laboratory of Nuclear Problems, JINR.

Preprint of the Joint Institute for Nuclear Research. Dubna 1985