

3157/2-79



ОБЪЕДИНЕННЫЙ
ИНСТИТУТ
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ
ДУБНА

13/8-79

Б-911

P1 - 12315

С.А.Бунятов, В.С.Курбатов, В.В.Люков,
В.М.Сидоров, В.А.Ярба

ОБРАЗОВАНИЕ ГИПЕРФРАГМЕНТОВ
В ПРОТОН-ЯДЕРНЫХ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯХ
ПРИ ЭНЕРГИЯХ 70 И 250 ГэВ

1979

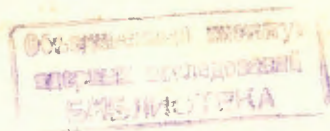
P1 - 12315

С.А.Бунятов, В.С.Курбатов, В.В.Люков,
В.М.Сидоров, В.А.Ярба *

ОБРАЗОВАНИЕ ГИПЕРФРАГМЕНТОВ
В ПРОТОН-ЯДЕРНЫХ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯХ
ПРИ ЭНЕРГИЯХ 70 И 250 ГэВ

Направлено в ЯФ

* Институт физики высоких энергий, Серпухов



Бунятов С.А. и др.

P1 - 12315

Образование гиперфрагментов в протон-ядерных взаимодействиях при энергиях 70 и 250 ГэВ

Исследовано образование гиперфрагментов в протон-ядерных взаимодействиях в фотоэмульсии при энергиях 70 и 250 ГэВ. Зарегистрировано 18 мезонных распадов гиперфрагментов при энергии 70 ГэВ и 18 - при энергии 250 ГэВ. Частота наблюдения мезонных распадов гиперфрагментов с пробегами $R \leq 500$ мкм равна $(2,25 \pm 0,68) \cdot 10^{-4}$ на одно взаимодействие при энергии протонов 70 ГэВ и $(1,83 \pm 0,48) \cdot 10^{-4}$ при энергии протонов 250 ГэВ. В результате кинематического анализа впервые идентифицированы распады ${}_{\Lambda}^{12}\text{C} \rightarrow \pi^{-} {}^{12}\text{N}$ и ${}_{\Lambda}^{11}\text{B} \rightarrow \pi^{-} {}^{11}\text{C}^{*}$ ($E^{*} = 4,31$ или $4,79$ МэВ).

Работа выполнена в Лаборатории ядерных проблем ОИЯИ.

Препринт Объединенного института ядерных исследований, Дубна 1979

Bunyatov S.A. et al.

P1- 12315

Hyperfragment Production in Proton-Nucleus Interactions at 70 and 250 GeV

The hyperfragment production in proton-nucleus interactions in photoemulsions at 70 and 250 GeV is researched. 18 mesic decays of hyperfragment at 70 GeV and 18 - at 250 GeV are registered. The frequency of observation of mesic decays of the hyperfragments with the ranges $R \leq 500$ μm are equal to $(2.25 \pm 0.68) \cdot 10^{-4}$ per one interaction at 70 GeV and $(1.83 \pm 0.48) \cdot 10^{-4}$ at 250 GeV. As a result of the kinematical analysis the decays ${}_{\Lambda}^{12}\text{C} \rightarrow \pi^{-} {}^{12}\text{N}$ and ${}_{\Lambda}^{11}\text{B} \rightarrow \pi^{-} {}^{11}\text{C}^{*}$ ($E^{*} = 4.31$ or 4.79 MeV) are identified for the first time.

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

Preprint of the Joint Institute for Nuclear Research, Dubna 1979

1. ВВЕДЕНИЕ

Образование гиперфрагментов во взаимодействиях нестранных адронов - протонов, антипротонов и π^{-} -мезонов с ядрами в фотоэмульсии изучалось в ряде работ^[1,12]. В этих работах была исследована область энергии первичных частиц 3-25 ГэВ; область больших энергий экспериментально не изучена.

Можно ожидать, что процесс образования суперфрагментов^[13] во многом аналогичен процессу образования гиперфрагментов. Поэтому интересно получить информацию об образовании гиперфрагментов при энергиях порядка сотен ГэВ для выяснения, в частности, вопроса о зависимости вероятности их образования от энергии. Кроме того, гиперядра являются источником уникальной информации о AN-взаимодействии; поэтому их исследование и возможность обнаружения новых гиперядер представляют самостоятельный интерес.

В данной работе исследуется образование гиперфрагментов в протон-ядерных взаимодействиях при энергиях 70 и 250 ГэВ.

2. ПОСТАНОВКА ЭКСПЕРИМЕНТА

Настоящая работа является побочным результатом эксперимента^[14], который был поставлен с целью поиска суперфрагментов. Для этого две камеры /А и В/, составленные из слоев фотоэмульсии НИКФИ-БР-2, были облучены протонами с энергией 70 ГэВ на ускорителе ИФВЭ /Серпухов/ и одна камера /С/ - протонами с энергией 250 ГэВ на ускорителе ФНАЛ /Батавия/. Условия облучения и методика просмотра подробно описаны в работе^[14].

Среди зарегистрированных при поиске суперфрагментов двойных звезд были отобраны кандидаты на мезонные распады гиперфрагментов, то есть распады с испусканием заряженного пиона. Были использованы следующие критерии отбора:

- а/ - связь двойных звезд черным следом;
- б/ - наличие во вторичной звезде следа пиона;
- в/ - величина видимого энерговыделения $Q \approx 60 \text{ МэВ}$.

В дальнейшем будем использовать следующие обозначения: HF - гиперфрагмент, MHF и NMHF - гиперядра, распадающиеся с испусканием заряженного пиона и без него, соответственно.

В данной работе мы ограничились исследованием только MHF, так как они, в отличие от NMHF, могут быть надежно идентифицированы, и изучая MHF, можно получить информацию об энергии связи Λ -гиперона - B_Λ . Для NMHF в особенности при малых пробегах, отделение от фоновых процессов практически невозможно, и необходимо прибегать к статистическим методам оценки числа NMHF [4, 15]. В случае MHF наличие следа пиона и характерная величина энерговыделения в несколько десятков МэВ позволяют надежно отделить MHF от фоновых процессов.

3. КИНЕМАТИЧЕСКИЙ АНАЛИЗ РАСПАДОВ ГИПЕРФРАГМЕНТОВ

Всего было зарегистрировано 18 MHF при энергии протонов 70 ГэВ и 18 MHF при энергии 250 ГэВ. Кинематика распадов гиперядер проанализирована с помощью модифицированной программы "ASTRA" [16] на ЭВМ CDC-6500. Кинетическая энергия продуктов распада определялась с учетом поправки на тормозную способность эмульсии, определенную по пробегам мюонов от распада $\pi^+ \rightarrow \mu^+ \nu_\mu$. Тормозная способность наших эмульсий по отношению к тормозной способности стандартной эмульсии оказалась равной $0,9814 \pm 0,0092$, $1,0135 \pm 0,0086$ и $1,0121 \pm 0,0077$ для камер А, В и С соответственно.

Кинематический анализ проводился в три этапа. Вначале все события были проанализированы в предположении, что отсутствуют другие продукты распада, кроме видимых в эмульсии. Отбирались только те гипотезы о канале распада, при которых суммарный импульс продуктов распада равнялся нулю с достоверностью более $1\% / \chi^2_3 < 11,3$ /. Затем события, для

которых не было получено ни одного приемлемого решения, были проанализированы в предположении, что распад происходит на лету. При этом требовалось, чтобы суммарный поперечный импульс продуктов распада /относительно направления движения HF /равнялся нулю с достоверностью более $1\% / \chi^2_2 < 9,2$ /. В событиях, для которых и в этом случае не было получено ни одного приемлемого решения, рассмотрена возможность распада с испусканием нейтрона или короткопробежного $/R \leq 1,5 \text{ мкм}/$ невидимого в эмульсии ядра отдачи, которым приписывался недостающий импульс.

Дополнительным критерием отбора служило совпадение полученного значения энергии связи Λ -гиперона B_Λ с известным для данного гиперядра [17, 19] или ожидаемым из линейной зависимости B_Λ от массового числа гиперядра значением B_Λ^T с достоверностью более $1\% / \chi^2_1 < 6,6$ /. Каналы распада, до сих пор надежно не идентифицированные, рассматривались только в случае, если ни одна из гипотез об известных каналах распада не удовлетворяла одновременно законам сохранения энергии и импульса с достоверностью более 1% .

Кроме того, там, где это было возможно, для определения природы HF использовалась информация о его заряде, полученная в результате измерения зависимости ширины следа HF от остаточного пробега /как это было сделано в работе [20]/, или в результате измерения рассеяния следа HF, а также информация о природе продуктов распада - наличие следов электронов от β -распада, T-образных следов и т.д.

Характеристики однозначно идентифицированных гиперядер представлены в табл. 1.

На первом этапе анализа решения были получены в 25 случаях; в 16 они были единственными /в двух из них - с учетом информации о заряде HF/. Из девяти неоднозначно идентифицированных HF 5 являются гиперядрами гелия ${}^A_\Lambda\text{He}$, остальные не имеют однозначной идентификации заряда ${}^A_\Lambda\text{H}$ - ${}^A_\Lambda\text{He}$, ${}^A_\Lambda\text{He}$ - ${}^A_\Lambda\text{Li}$, ${}^A_\Lambda\text{He}$ - ${}^A_\Lambda\text{Li}$ - ${}^A_\Lambda\text{Be}$, ${}^A_\Lambda\text{Li}$ - ${}^A_\Lambda\text{Be}$ - ${}^A_\Lambda\text{B}$ /.

Одно событие было однозначно идентифицировано как распад ${}^4_\Lambda\text{He} \rightarrow \pi^- p^3\text{He}$ на лету.

Три гиперядра однозначно идентифицированы нами в предположении, что недостающий импульс уносится невидимым в эмульсии ядром отдачи. Одно из них - ${}^{12}_\Lambda\text{C}$ - было подробно опи-

сано в нашей работе²⁰. В настоящее время имеются сведения¹⁹ о наблюдении одного случая четырехчастичного и четырех-трехчастичного распада гиперядра $^{12}_{\Lambda}\text{C}$. Приведенное в работе¹⁹ значение энергии связи B_{Λ} , равное $10,76 \pm 0,19 \text{ МэВ}$, совпадает в пределах ошибок измерений со значением $B_{\Lambda} = 11,14 \pm 0,57 \text{ МэВ}$, определенным нами в работе²⁰. Два других события являются

Таблица 1

Однозначно идентифицированные гиперядра

№	Канал распада	B_{Λ} МэВ	Законы сохранения: импульса энергии		Примечание
			X_3^2	X_1^2	
1		$1,79 \pm 1,12$	4,93	0,05	
2		$0,29 \pm 1,35$	2,26	1,67	
3	$^4_{\Lambda}\text{Li} \rightarrow \pi^- ^4\text{He}$	$2,83 \pm 1,35$	8,00	0,35	
4		$1,12 \pm 1,53$	1,03	0,30	
5		$2,23 \pm 1,54$	7,73	0,02	
6	$^4_{\Lambda}\text{H} \rightarrow \pi^- \text{p}^3\text{H}$	$1,83 \pm 0,75$	9,42	0,00	Заряд HF определен по рассеянию его следа
7	$^4_{\Lambda}\text{He} \rightarrow \pi^- \text{p}^3\text{He}$	$1,56 \pm 0,74$	0,67	1,20	
8		$0,98 \pm 1,25$	8,07	1,27	Распад на лету
9		$3,24 \pm 0,50$	4,43	0,00	
10		$2,79 \pm 0,64$	0,98	0,27	
11	$^5_{\Lambda}\text{He} \rightarrow \pi^- \text{p}^4\text{He}$	$2,67 \pm 0,51$	4,03	0,77	
12		$2,37 \pm 0,62$	3,16	1,45	
13		$5,26 \pm 1,33$	1,38	2,60	
14		$4,54 \pm 0,69$	0,40	0,80	
15	$^7_{\Lambda}\text{He} \rightarrow \pi^- \text{p}^6\text{He}$	$5,45 \pm 0,70$	*	0,14	Присутствует след β -частицы
16		$2,14 \pm 0,95$	*	1,70	
17	$^6_{\Lambda}\text{Li} \rightarrow \pi^- ^4\text{He} ^4\text{He}$	$5,64 \pm 0,77$	0,62	2,25	
18	$^8_{\Lambda}\text{Be} \rightarrow \pi^- \text{p}^7\text{Be}$	$6,28 \pm 0,63$	2,00	0,78	Заряд HF определен по измерению ширины его следа
19	$^{11}_{\Lambda}\text{B} \rightarrow \pi^- ^{11}\text{C}^*$	$10,60 \pm 0,80$ (или текст) $10,12 \pm 0,80$	*	0,20	Заряд HF определен по измерению ширины его следа; присутствует след β -частицы
20	$^{12}_{\Lambda}\text{B} \rightarrow \pi^- ^{12}\text{C}^* \text{He}^4\text{He}$	$11,21 \pm 0,68$	6,80	0,06	
21	$^{12}_{\Lambda}\text{C} \rightarrow \pi^- ^{12}\text{N}$	$11,14 \pm 0,57$	*	0,16	Ст. № 19

* Распад с невидимым ядром отдачи. Значения B_{Λ} для гиперядер $^7_{\Lambda}\text{He}$ и $^{12}_{\Lambda}\text{C}$ взяты равными значениям B_{Λ} в зеркальных гиперядрах $^7_{\Lambda}\text{He}$ и $^{12}_{\Lambda}\text{B}$, соответственно.

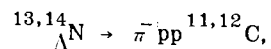
распадами $^7_{\Lambda}\text{He} + \pi^- \text{p}^6\text{He}$. В одном случае гиперядро $^7_{\Lambda}\text{He}$ находится в основном состоянии /в этом событии зарегистрирован след электрона от β -распада ядра отдачи ^6He /. В другом - ^7He в изомерном состоянии^{17,19} с возбужденным ядром-остовом $^6\text{He}/E^* = 1,71 \text{ МэВ}/$.

Кроме того, в табл. 1 включено еще одно событие - распад многозарядного гиперядра на π^- -мезон с пробегом $\sim 1,6 \text{ см}$ и невидимое в эмульсии β -активное ядро отдачи. 14 аналогичных событий были обнаружены в работе¹⁷ и интерпретированы как распады гиперядер $^{14,15}_{\Lambda}\text{N} \rightarrow \pi^- ^{14,15}\text{O}$. Более точное определение массового числа гиперядер в таких событиях невозможно даже с учетом наличия следа позитрона от β -распада ядер $^{14,15}\text{O}$, так как максимальная энергия позитронов практически одинакова $\sim 3 \text{ МэВ}/$. Выбор между этими гипотезами возможен только на основании анализа родительских звезд, что и удалось сделать авторам работы¹⁷ в трех случаях, в которых образование ^{14}N оказалось кинематически невозможным, в силу чего все 14 событий были приписаны распаду гиперядра $^{15}_{\Lambda}\text{N}$. Однако, как указывалось в работах^{17,18}, возможна альтернативная интерпретация таких событий как распадов $^{11}_{\Lambda}\text{B} \rightarrow \pi^- ^{11}\text{C}^*$, в которых ядро отдачи ^{11}C оказывается в возбужденном состоянии с энергией возбуждения 4,31 или 4,79 МэВ, с последующим переходом в основное состояние и β -распадом $^{11}\text{C} \rightarrow \text{e}^+ \text{p}^{11}\text{B}$. Однако такая интерпретация возможна лишь в том случае, если энергия позитрона при распаде невидимого ядра отдачи не превышает 0,96 МэВ - максимальной энергии позитрона при распаде ^{11}C . Вероятность распадов гиперядра $^{11}_{\Lambda}\text{B}$ в одно из возбужденных состояний ядра отдачи $^{11}\text{C}/E^* = 4,31$ или $4,79 \text{ МэВ}/$ ожидается небольшой - не более 5% от общего числа распадов $^{11}_{\Lambda}\text{B}$, однако она не исключена полностью.

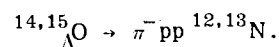
Заряд обнаруженного нами HF, определенный по измерению ширины его следа, равен $Z = 5-6$. Поскольку данное событие не может быть интерпретировано как распад какого-либо HF с зарядом $Z = 5-6$ в основное состояние ядра отдачи, то мы рассматриваем это событие как возможный пример распада гиперядра $^{11}_{\Lambda}\text{B}$ в одно из возбужденных состояний ядра отдачи $^{11}\text{C}/E^* = 4,31$ или $4,79 \text{ МэВ}/$. Величина B_{Λ} в гиперядре $^{11}_{\Lambda}\text{B}$ оказалась равной $10,60 \pm 0,80 \text{ МэВ}$, если распад идет в состояние 4,31 МэВ, или $10,12 \pm 0,80 \text{ МэВ}$, если - 4,79 МэВ /известное значение

энергии связи Λ -гиперона в этом гиперядре B_{Λ} равно $10,24 \pm 0,05$ МэВ^[17].

Остальные 6 гиперядер либо не имеют ни одного решения /например, из-за распада с испусканием более чем одного невидимого продукта распада/, либо имеют неоднозначную интерпретацию. Из этих событий можно отметить распад гиперядра по одному из каналов:



либо



Только в случае гиперядра ${}^{14}_{\Lambda}\text{N}$ ядро отдачи не является β -активным /в эмульсии отсутствует след β -частицы/. Полученное при этом значение $B_{\Lambda}({}^{14}_{\Lambda}\text{N}) = 12,98 \pm 0,51$ МэВ согласуется с ожидаемым значением $B_{\Lambda}^{\text{т}} = 12,2$ МэВ, равным величине энергии связи Λ -гиперона в зеркальном гиперядре ${}^{14}\text{C}$. В литературе имеются сведения об одном событии, интерпретированном как распад гиперядра ${}^{14}_{\Lambda}\text{N}$ / $B_{\Lambda} = 11,7 \pm 0,7$ МэВ/^[21], кроме того, часть событий, интерпретированных в работе^[17] как распады ${}^{15}_{\Lambda}\text{N}$, может быть распадами гиперядер ${}^{14}_{\Lambda}\text{N}$. Возможность альтернативных интерпретаций данного события более проблематична, поскольку не имеется каких-либо экспериментальных данных о величине B_{Λ} в гиперядрах ${}^{13}_{\Lambda}\text{N}$ и ${}^{14,15}_{\Lambda}\text{O}$, кроме оценки из линейной зависимости B_{Λ} от массового числа НФ. Однако полностью исключить возможность альтернативных интерпретаций данного события нельзя.

Еще одно редкое событие - распад гиперядра с зарядом $Z = 2-3$ на π^{+} -мезон, изотоп водорода или гелия и, по-видимому, два или более нейтрона. Наличие более чем одного невидимого продукта распада не позволило идентифицировать данное гиперядро.

4. ЧАСТОТА НАБЛЮДЕНИЯ МНФ

При определении частоты наблюдения МНФ было учтено то обстоятельство, что часть зарегистрированных при просмотре звезд обусловлена взаимодействиями вторичных частиц. Поэтому мы оценили число взаимодействий первичных протонов с ядрами

в просмотренном объеме. Для этого в каждой камере было определено распределение интенсивности пучков первичных протонов. При оценке числа первичных взаимодействий длина свободного пробега до неупругого взаимодействия для протонов с энергией 70 и 250 ГэВ считалась равной ~ 35 см^[22]. Гиперфрагменты, образовавшиеся во вторичных взаимодействиях, не учитывались при определении частоты наблюдения МНФ. Вторичной считалась звезда, образованная частицей, вылетевшей из другого расщепления или частицей, след которой отличался по углу погружения θ или по углу в плоскости эмульсии ϕ более чем на три стандартных отклонения от среднего значения θ_p или ϕ_p , определенных для следов первичных протонов.

Результаты просмотра и отбора событий представлены в табл. 2. В дальнейшем все результаты относятся к МНФ, образовавшимся в первичных взаимодействиях.

Методика поиска двойных звезд в пределах поля зрения диаметром ~ 750 мкм, использованная в работе^[14], не позволила эффективно регистрировать МНФ с пробегом более 500 мкм. Как видно из распределения МНФ по пробегам /рис. 1/, основная доля МНФ имеет пробеги менее 100 мкм, и с ростом пробегов число МНФ быстро убывает. Учет возможных потерь, связанных с пропуском длиннопробежных / $R > 500$ мкм/ МНФ, весьма затруднителен, поскольку имеющиеся в литературе данные не согласуются друг с другом. Так, доля МНФ с пробегом более 500 мкм, образовавшихся в $\pi^{-}\text{A}$ -взаимодействиях при энергиях 4,2 и 17 ГэВ, составляет $\sim 10\%$ ^[6] и $\sim 4\%$ ^[9] соответственно*, в то время как доля длиннопробежных НФ, как и обычных фрагментов, с ростом энергии налетающих частиц должна несколько возрастать^[24-26]. Поэтому мы определили частоту наблюдения МНФ с пробегам $R \leq 500$ мкм, которая, с учетом геометрических поправок и эффективности регистрации МНФ, в протон-ядерных взаимодействиях при энергии 70 ГэВ равна $/2,25 \pm 0,68/ \cdot 10^{-4}$ на одно взаимодействие, а при энергии 250 ГэВ - $/1,83 \pm 0,48/ \cdot 10^{-4}$. Как видно из этих результатов, частоты наблюдения МНФ с пробегам до

* По данным работы^[23], в которой регистрировались также МНФ, выходящие из слоя, в котором они образовались, доля МНФ с пробегам $R \leq 500$ мкм составляет в $\pi^{-}\text{A}$ -взаимодействиях при 4,5 ГэВ $\sim 20\%$. Поэтому можно ожидать, что при наших условиях просмотра теряется не более 20-30% НФ.

Таблица 2

Результаты просмотра и отбора событий

Фото- эмуль- сионная камера	Энергия первич- ных про- тонов, ГэВ	Полное чис- ло зареги- стрирован- ных звезд	Число первичных взаимодействий, N_{pA}	N_{MHF}	N_{MHF} , обра- зованных в первичных взаи- модействиях	Размер зоны просмотра в на- правлении пучка, см.
A	70	24940	23150 ± 600	3	3	1,7-2,5
B	70	78640	45400 ± 600	15	10	10
C	250	159640	123400 ± 1800	18	16	3,5

500 мкм в pA-взаимодействиях при энергиях 70 и 250 ГэВ в пределах ошибок измерений не различаются.

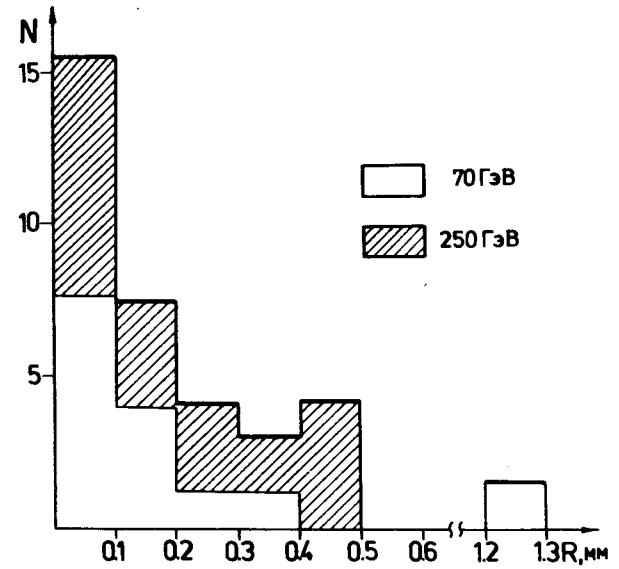


Рис. 1. Распределение MHF по пробегам.

В табл. 3 представлены мировые данные [1-12] по образованию HF во взаимодействиях нестранных адронов с ядрами в фотоэмульсии. Необходимо отметить, что не во всех этих работах авторы ставили перед собой задачу определить вероятность образования HF во взаимодействиях частиц определенного типа с ядрами при определенной энергии, и поэтому в ряде работ приводятся данные только по общему числу зарегистрированных звезд и обнаруженных HF. Вклад же вторичных взаимодействий сильно зависит от размеров зоны просмотра в направлении движения первичных частиц /см., напр., табл. 2/. Кроме того, при определении частоты наблюдения HF в ряде работ не учитывались другие необходимые поправки. Обусловленное этим различие данных по образованию HF в pA-взаимодействиях при энергии 20 ГэВ [9,10] не позволяет сделать определенного вывода об изменении вероятности образования HF при увеличении энергии от 20 до 70-250 ГэВ.

Таблица 3

Частота наблюдения HF f_{HF} и MNF f_{MNF} во взаимодействиях не-
странных адронов с ядрами в фотоэмульсии*

Тип частицы	Энергия, ГэВ	$f_{HF} \cdot 10^{-3}$	$f_{MNF} \cdot 10^{-4}$	N_{MNF}	Работа
p	3	0.95±0.22	-----	---	2
		0.97±0.26	-----	1	1
	6	0.7 ± 0.3	-----	---	2
	8.6	0.10±0.02	0.11±0.05	6	8
	9	0.15±0.08	-----	2	7
	22	1.0 ± 0.1	0.5 ± 0.1	26	10
	25	3.0 ± 0.5	4.3 ± 0.9	22	9
	70	-----	2.25±0.66	13	данная
	250	-----	1.63±0.43	16	работа
p̄	4.2	0.8 ± 0.3	3.9 ± 2.0	4	11
		2.35±0.49	3.1 ± 1.4	5	12
π ⁻	3	0.8 ± 0.1	0.4 ± 0.2	3	2
	3.4	1.0 ± 0.1	0.4 ± 0.14	9	10
	4.2	-----	1.5 ± 0.2	40	6
	4.5	1.8 ± 0.3	3.0 ± 0.5	37	4
		1.9 ± 0.2	1.2 ± 0.5	6	5
	4.6	1.5 ± 0.2	1.8 ± 0.5	11	3
	17.1	3.0 ± 0.5	4.5 ± 0.9	23	9
		1.0 ± 0.1	0.9 ± 0.2	35	10

* Некоторые из значений f_{HF} и большинство значений f_{MNF} приведенных в таблице, определены нами по данным соответствующих работ [1,3,5,12] по количеству зарегистрированных звезд, HF и MNF.

По-видимому, некритичное сравнение результатов разных работ без учета различия в способе определения частоты наблюдения HF и различия в критериях отбора MNF является причиной противоречивости выводов относительно зависимости частоты испускания HF от энергии /см. работы [7,9,10].

5. ХАРАКТЕРИСТИКИ MNF И РОДИТЕЛЬСКИХ ЗВЕЗД

Среднее значение суммарного числа черных и серых следов в родительских звездах \bar{N}_h равно $17,6 \pm 1,2$ при энергии протонов 70 ГэВ и $23,1 \pm 1,2$ при энергии 250 ГэВ. Доля MNF, образовавших-

ся во взаимодействиях первичных протонов с тяжелыми ядрами Ag, Вг в эмульсии, определенная из условия $N_h > 7$, составляет $85 \pm 11\%$ при 70 ГэВ и $94 \pm 6\%$ при 250 ГэВ. Эти результаты согласуются с утверждением [15], что подавляющая доля HF (~90%) во взаимодействиях высокоэнергетичных адронов с ядрами в эмульсии образуется на тяжелых ядрах, в то время как во взаимодействиях медленных K^- -мезонов большая часть HF образуется на легких ядрах C, N, O.

Большинство из однозначно идентифицированных по величине заряда MNF являются гиперядрами водорода /5/ и гелия /11/. Кроме того, идентифицировано два гиперядра бора и по одному - лития, бериллия и углерода. Уменьшение числа MNF с увеличением их заряда по сравнению с гиперядрами водорода и гелия объясняется подавлением вероятности мезонных распадов с ростом массового числа HF.

Угловое распределение MNF /рис. 2/ указывает на существование асимметрии в направлении вылета HF [15]. Величины F, B, где F и B - числа MNF, вылетающих в переднюю и заднюю полусферы по отношению к направлению движения первичных частиц, равны $2,25 \pm 1,02$ при энергии 70 ГэВ и $2,00 \pm 0,82$ при энергии 250 ГэВ.

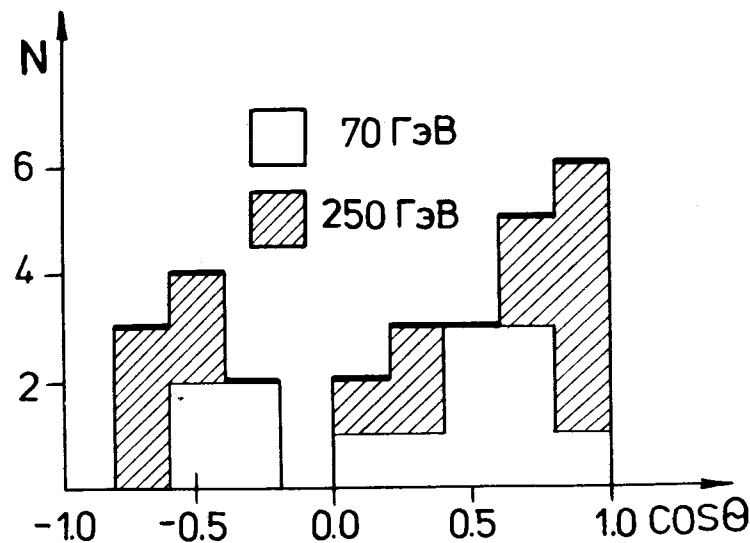


Рис.2. Угловое распределение MNF.

Таблица 4

Распределение МНФ по кинетической энергии, приходящейся на единицу заряда (А) и на один барион (В)

А	T/Z, МэВ	0-3	3-6	6-9	9-12	12-15	15-18	18-21	>21
	N		6	-	5	4	2	1	5
В	T/A, МэВ	0-2	2-4	4-6	6-8	8-10	>10		
	N		9	5	5	2	3	1	

Распределение МНФ по кинетической энергии, приходящейся на единицу заряда и на один барион, приведено в табл. 4. Выражение энергии в единицах T/Z обусловлено тем обстоятельством, что угловые, энергетические и ряд других распределений и характеристик НФ аналогичны соответствующим распределениям обычных фрагментов^{15,24}. Для обычных фрагментов значение наиболее вероятной их энергии, приходящейся на единицу заряда, слабо зависит от природы фрагмента /по крайней мере, при Z₁ 5-6/ и составляет ~ 5-7 МэВ для фрагментов, образующихся во взаимодействиях протонов с энергиями 1 и 5,5 ГэВ с ядрами серебра²⁵. То же можно сказать и о величине средней кинетической энергии, приходящейся на единицу заряда фрагмента. Для фрагментов, образовавшихся во взаимодействиях протонов с энергией 28 ГэВ с ядрами в фотоэмульсии, средняя величина T/Z составляет ~ 8-11 МэВ²⁴.

Присутствие среди зарегистрированных МНФ высокоэнергетичных /T/Z > 15 МэВ/ низкоэнергетичных /T/Z < 3 МэВ/ с той же частотой, что и МНФ с наиболее вероятными значениями T/Z /~ 6-12 МэВ/, не противоречит утверждению^{4,9}, что процесс образования НФ при высоких энергиях столкновения, как и процесс образования обычных фрагментов^{24,25}, не описывается только испарительной моделью, и вклад иных механизмов образования НФ может быть значительным.

6. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В данной работе впервые исследован вопрос об образовании гиперфрагментов в протон-ядерных взаимодействиях в фотоэмульсии при энергиях 70 и 250 ГэВ. Частоты наблюдения мезонных распадов гиперфрагментов с пробегами менее 500 мкм равны при энергии протонов 70 ГэВ /2,25 ± 0,68/ · 10⁻⁴ на одно взаимодействие, а при энергии протонов 250 ГэВ - /1,83 ± 0,48/ · 10⁻⁴.

Проведен кинематический анализ 36 обнаруженных мезонных распадов гиперфрагментов. Впервые обнаружены гиперядро ¹²C_Λ и распад гиперядро ¹¹B_Λ в одно из возбужденных состояний ядра ¹¹C* с энергией возбуждения E* = 4,31 или 4,79 МэВ.

ЛИТЕРАТУРА

1. Blau M. *Phys.Rev.*, 1956, 102, p. 495.
2. Schneps J. Fry W.F., Swami M.S. *Phys.Rev.*, 1957, 106, p. 1062.
3. Limentani S. et al. *Nuovo Cim.*, 1958, 9, p. 1046.
4. Silverstein E.M. *Suppl.Nuovo Cim.*, 1958, 10, p. 41.
5. Deka G.C. *Nuovo Cim.*, 1959, 14, p. 1217.
6. Lokanathan S., Robinson D.K., St. Lorant S.T. *Proc.Roy.Soc.*, 1960, 254, p. 470.
7. Беркович И.Б. и др. *ЖЭТФ*, 1961, 41, с. 75.
8. Туманян В.А. и др. *ЖЭТФ*, 1961, 41, с. 1007.
9. Baumann G. *Ann. Phys.*, 1964, 9, p. 470.
10. Burte D.P. et al. *Proc.Ind.Acad.Sci.*, 1966, 64, p. 213.
11. Shanthalakshmi A., Indira B., Kamal A.A. *Can.J.Phys.*, 1967, 45, p. 2221.
12. Todorovic Z. et al. *Nuovo Cim.*, 1969, 60A, p. 101.
13. Тяпкин А.А. *ЯФ*, 1975, 22, с. 181.
14. Батусов Ю.А. и др. *ОИЯИ, Е1-10069*, Дубна, 1976.
15. Zakrzewski J. *Proc.Int.Cohf. on Hyperfragments, St.Cergue, CERN-64-1*, 1964, p. 89.
16. Агабабян Н.М. и др. *ОИЯИ, 10-5891*, Дубна, 1971.
17. Juric M. et al. *Nucl.Phys.*, 1973, B52, p. 1.
18. Cantwell T. et al. *Nucl. Phys.*, 1974, A236, p. 445.
19. Pniewski J., Zieminska D. *Nucleonika*, 1978, 23, p. 797.
20. Бунятов С.А. и др. *ЯФ*, 1978, 28, с. 439.
21. Prowse D.J. *Phys.Lett.*, 1962, 1, p. 178.
22. Tsai-Chū et al. *Lett.Nuovo Cim.*, 1977, 20, p. 257.

23. Slater W.E. *Suppl. Nuovo Cim.*, 1958, 10, p. 1.
24. Барашенков В.С., Тонеев В.Д. Взаимодействия высокоэнергетических частиц и атомных ядер с ядрами. Атомиздат, М., 1972.
25. Вольнин Е.Н. В сб.: "Физика ядра и элементарных частиц /материалы XI Зимней школы ЛИЯФ/", Л., 1976, с. 147.
26. Coremans G. et al. *Nuovo Cim.*, 1969, 61A, p. 525.

Рукопись поступила в издательский отдел
20 марта 1979 года.