

сз(04)

0-292



ОБЪЕДИНЕННЫЙ ИНСТИТУТ ЯДЕРНЫХ ИССЛЕДОВАНИЙ

1 - 3974

АННОТАЦИИ СООБЩЕНИЙ
НА XXI, XXII И XXIII СОВЕЩАНИЯХ
ФОТОЭМУЛЬСИОННОГО КОМИТЕТА

Дубна, 21 - 23 ноября 1967 г.,

Дубна, 5 - 7 марта 1968 г.,

Алушта, 6 - 11 мая 1968 г.

Дубна, 1968 г.

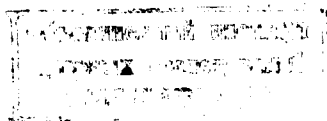
СЗ(04)
0-292

1 - 3974

5827 69.

АННОТАЦИИ СООБЩЕНИЙ
НА XXI, XXII И XXIII СОВЕЩАНИЯХ
ФОТОЭМУЛЬСИОННОГО КОМИТЕТА

Дубна, 21 - 23 ноября 1967 г.,
Дубна, 5 - 7 марта 1968 г.,
Алушта, 6 - 11 мая 1968 г.



ФСЗ44.1

Отпечатано фотоофсетным методом
с материалов, поступивших от фотоэмуль-
сионного комитета 16 августа 1968 г.

СО Д Е Р Ж А Н И Е

Стр.

I. Аннотации сообщений на XXI совещании ФЭК

1. Э.М.Фридлиндер, А.Фридман.
Распределение множественности нерелятивистских следов при захвате антипротонов, остановившихся в фотоэмульсии 5
2. К.Рыбицки.
Попытка определения сечения упругого рассеяния протонов на нуклонах при энергии выше 10^{12} эв 8
3. О.В.Гуненкова, Р.А.Турсунов, А.В.Холмецкая.
Об угловом распределении протонов из рп-взаимодействий при импульсе 19,8 Гэв/с 10
4. А.Х.Виницкий, И.С.Стрельцов, И.Я.Часников, Ц.И.Шахова.
Изучение K^+ -мезонов из $P^- - N$ взаимодействий при энергии 17 Гэв 13
5. З.В.Анзон, А.Х.Виницкий, М.Избасаров, И.С.Стрельцов, Ж.С.Такибаев, И.Я.Часников, Ц.И.Шахова.
Характеристики вторичных частиц из многолучевых пион-нуклонных взаимодействий при энергии 17 Гэв . 16
6. А.С.Ассовская, В.И.Остроумов.
Анализ ливневых частиц в ядерных взаимодействиях, производимых P^- мезонами с импульсом 7,2 Гэв/с в эмульсии 16
7. Н.С.Гасилова, М.М.Макаров, В.В.Саранцев, Л.Н.Ткач.
Двухлучевые звезды, образованные P^- мезонами с энергией 430 Мэв на ядрах фотоэмульсии. 21
8. В.И.Баранов.
Быстрый способ обнаружения деформаций в ядерных эмульсиях 23
9. Д.А.Галстян.
Условия облучения фотоэмульсионной стопки на ереванском электронно-кольцевом ускорителе. 23

П. Аннотации сообщений на XXII совещании ФЭК

1.	М.Лойова, И.Тучек. Об одной характеристике многократного рассеяния	25
2.	Ф.Г.Лепехин. Моделирование реакции $\pi^- + p \rightarrow \pi^+ + \pi^- + n$ в эмульсионной камере	29
<u>III. Аннотации сообщений на XXIII совещании ФЭК</u>		
1.	К.Д.Толстов. Возможное объяснение результатов упругого p-p рассеяния при высокой энергии в интервале $0 < 90^\circ$	32
2.	Ю.А.Батусов, С.А.Бунятов, В.М.Сидоров, В.А.Ярба, Г.Ионице, Э.Лозняну, В.Михул, Н.Далхажав, Д.Тувдэндорж. Образование мезонов мезонами и двойная перезарядка π^- мезонов на ядрах в фотоэмульсии в интервале энергий 210-375 Мэв	33
3.	Ю.А.Батусов, С.А.Бунятов, В.М.Сидоров, Ю.С.Чайка, Х.М.Чернев, В.А.Ярба. Образование Li^8 при захвате медленных π^- мезонов ядрами C^{12} , N^{14} , O^{16}	36
4.	Э.В.Ансен, А.Х.Виницкий, И.С.Стрельцов. Сечение взаимодействия на свободных и квазисво- бодных нуклонах ядерной эмульсии	37
5.	Ю.Ф.Гагарин, Н.С.Иванова, В.Н.Куликов. О взаимодействии тяжелых ядер космических лучей с ядрами фотоэмульсии	39
6.	Р.А.Турсунов. Образование странных частиц в протон-нуклонных взаимодействиях при энергии 20 Гэв.	42
7.	Х.Абдулаев, В.П.Перелыгин, С.П.Третьякова, Н.Х.Шадьева. Развитие методики диэлектрических детекторов и ее применение в некоторых экспериментах.	43
8.	М.И.Третьякова. О некоторых характеристиках фотоэмульсионных слоев типа БР-I толщиной 600 μ	46
9.	К.С.Богсмолов, В.Г.Воинов, В.А.Имльцева, И.А.Часников. Искажения в фотоэмульсионных слоях большой толщины	49

I. АННОТАЦИИ СООБЩЕНИЙ НА XXI СОВЕЩАНИИ ФЭЖ

РАСПРЕДЕЛЕНИЕ МНОЖЕСТВЕННОСТИ НЕРЕЛЯТИВИСТСКИХ СЛЕДОВ ПРИ ЗАХВАТЕ АНТИПРОТОНОВ, ОСТАНОВИВШИХСЯ В ФОТОЭМУЛЬСИИ

Э.М.Фридлендер, Лаборатория космических
лучей ИАФ АСРР

А.Фридман, Институт физики АСРР

В предыдущей работе^{/1/} мы показали, что интегральное распределение по N_h для звезд, созданных протонами и П-мезонами высоких энергий ($\geq 3,6$ Гэв), хорошо описывается двумя экспонентами вида:

$$F_{1,2}(\geq N_h) = F_{1,2}^{(0)} \exp. \left(-\frac{N_h^2}{N_{1,2}^2} \right). \quad (I)$$

Эти экспоненты могут возникать в результате прохождения падающей частицы через плотную область тяжелых ядер и, соответственно, через плотную область легких ядер или через "атмосферу" тяжелых ядер, причем поведение тех и других подобно.

Для проверки этой гипотезы мы задались целью изучить звезды, созданные частицами, которые не могут проходить через ядро. Для этого использовался захват антипротонов, остановившихся в фотоэмульсии. Захваты были найдены путем просмотра по площади девяти слоев из стопки Ильффорд К-5, облученной антипротонами с импульсом 800 Мэв/с на протонном синхротроне ЦЕРНа. Было найдено 6278 звезд с $N_h = 0$ и $n_s \neq 0$ или $N_h \geq 1$ для всех n_s .

При множественности $N_h \geq 8$ интегральное распределение этих звезд также дается соотношением (I) (см.рис.1) с коэффициентом

$$N_2 = 6,97 \pm 0,15 \quad (2)$$

Аналогичное явление замечено в экспериментальных данных, существующих в литературе^{/2/} (только 350 звезд).

Разность между интегральной кривой в области $N_h < \vartheta$ и экстраполированной кривой со значением (2) для N_2 , передается также экспоненциальной кривой с показателем N_h^2 и параметром

$$N_I = 4,11 \pm 0,705. \quad (3)$$

Найденное экспериментально значение доли R :

$$R = \frac{F_2^{(0)}}{F_2^{(0)} + F_1^{(0)}}$$

$$R_{\text{exp.}} = (48,5 \pm 2,45) 10^{-2} \quad (4)$$

существенно меньше найденного для быстрых протонов^{/1/}

$$R = (59,5 \pm 1,3) 10^{-2}.$$

Приписывая эти две кривые взаимодействиям с тяжелыми, и, соответственно, легкими ядрами, мы ожидали бы

$$\langle R \rangle = \frac{C_H}{C_H + C_L} = 43,3 \cdot 10^{-2}.$$

Эти значения достаточно близки, наше значение может указать, в крайнем случае, на сечение захвата, немного большее для тяжелых ядер.

Из данных по захвату Π^- -мезонов в эмульсии^{/3-6/} можно найти частоту захвата тяжелыми ядрами, равную $(54,3 \pm 1,1) 10^{-2}$.

Авторы выражают глубокую благодарность д-ру А.Ж.Герцу из ЦЕРНа за предоставление эмульсионной стопки.

Рисунок I. Интегральное распределение множественности нереля-
тивистских следов (а) $F_2 (\geq N_h)$ (б) $F_1 (\geq N_h)$.

ЛИТЕРАТУРА

1. E.M.Friedländer, A.Friedman - Nuovo Cimento 52, 912 /1967/
2. E.AMALDI, G.Baretini, G.Belletini,
C.Castagnoli ; M.Ferro-Luzzi
A.Manfredini - Nuovo Cimento I4, 977 / 1959/
3. D.H.PERKINS -Phil. Mag.40, 60I, /1949/
4. M.G.K. MENON, H.MUIRHEAD, O.ROCHAT -
-Phil.Mag. 4I, 583 /1960/
5. De SABBATA, E.MANARESI, G.PUPPI:
-Nuovo Cimento 10, 1704, /1953/
6. M.DEMEUR, A.HULEUX, G.VANDERHAECHE:
-Nuovo Cimento, 4, 509, /1956/

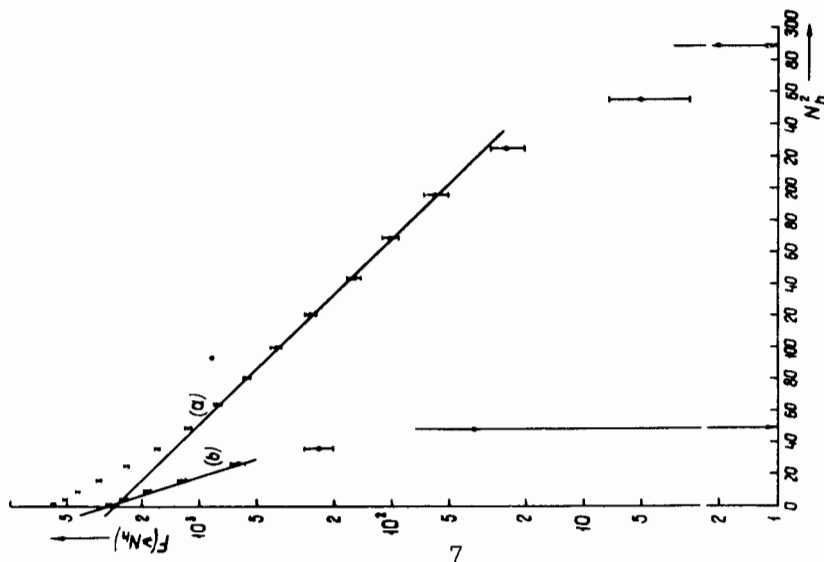


Рис. I.

ПОПЫТКА ОПРЕДЕЛЕНИЯ СЕЧЕНИЯ УПРУГОГО РАССЕЯНИЯ
ПРОТОНОВ НА НУКЛОНАХ ПРИ ЭНЕРГИИ ВЫШЕ 10^{12} ЭВ

К. Рыбицки

Институт ядерных исследований,
Краков, Польша

Хорошо известно, что полное сечение упругого p - p рассеяния падает с ростом энергии до $\sigma_{el} = (7+8)$ мб при 30 Гэв, причем это падение при энергиях выше 10 Гэв происходит очень медленно. До сих пор не было экспериментальных данных об упругом p - N рассеянии при энергии выше 30 Гэв. Моррисон^{/1/} предложил проект такого эксперимента. Так как угол рассеяния становится очень малым при высоких энергиях, то единственная возможность обнаружения упругого рассеяния связана с нуклоном отдачи. К сожалению, соударения с водородом составляют лишь около 5% всех протонных взаимодействий в фотоэмульсии. Нужно было бы просмотреть несколько сот метров протонных треков, чтобы найти одно упругое рассеяние на водороде.

Поэтому сиднейская группа^{/2/} предложила искать упругие рассеяния на нуклонах, связанных в ядрах фотоэмульсии. Такой случай можно наблюдать в фотоэмульсии, если протон отдачи вылетает из ядра или, что более вероятно, расщепляет ядро. Следовательно, надо производить просмотр вдоль треков протонов сверхвысокой энергии в поисках звезд: без треков релятивистских генерированных частиц, без отклонения первичного трека и с одним или немногими треками медленных частиц от расщепления ядра-мишени. Сиднейская группа просмотрела 5,94 м протонных треков при средней энергии 3 Тэв.

Не было найдено ни одного случая. Похожий эксперимент был сделан в краковской лаборатории на стопке объемом $21,6 \text{ л}^{/3/}$ и на стопке объемом $28,6 \text{ л}^{/4/}$. Так как эти стопки были облучены на большой высоте, то можно считать, что все первичные ливни образованы следами протонов сверхвысокой энергии, если их заряд равняется единице. Ливни были найдены при наблюдении электромагнитных каскадов, обнаруженных невооруженным глазом. Это гарантирует, что энергия ливней практически выше 10^{12} эв. Мы просматрели 5,38 протонных треков и нашли 5 случая ожидаемого типа. В двух наблюдались серые протонные треки с энергией 35 и 60 Мэв и углом $59,5^{\circ}$ и $56,5^{\circ}$ с первичным направлением. В третьем случае была звезда с несколькими черными и серыми треками. С учетом результатов сиднейской группы получается
$$\lambda = \frac{11.32 \text{ м}}{3} = (3.78 \pm 2.07) \text{ м}.$$

В качестве контрольного мы сделали аналогичный просмотр на треках протонов с энергией 24 Гэв. Здесь
$$\lambda = \frac{23.4 \text{ м}}{11} = (2.13 \pm 0.64) \text{ м}.$$
 Из этих результатов следует, что при энергии порядка нескольких Тэв полное сечение упругого $p - N$ рассеяния в первом приближении такое же, как при 24 Гэв. Если пересчитать длину взаимодействия в фотоэмульсии на $p - N$ сечение (эти расчеты не совсем точны, но все же могут быть проведены для оценки), то получается
$$\sigma_{el} = (3.8 \pm 1.7) \text{ мб}.$$
 Если дифракционный минимум сужается с ростом энергии, то это сечение будет даже больше (так как вероятность наблюдения расщепления ядра уменьшается с уменьшением энергии нуклона отдачи, то есть с сужением дифракционного минимума).

ЛИТЕРАТУРА

1. D.Morrison: CERN /TC/ Ph 63-I
2. C.B.A. Mc Cusker, L.S.Peck, R.L.S.Woolcott: Proc Int. Conf.Cosmic Rays London 1965 p.857
3. F.Abraham, J.Kidd, M.Koshiba, R.Levi Setti, C.H. Tsao, W.Wolter : Nuovo Cimento 28, 221 /1963/.
4. High Energy Nuclear Interactions from the International Cooperative Emulsion Flights : Nuovo Cimento Suppl. I, 1063 /1963/.

ОБ УГЛОВОМ РАСПРЕДЕЛЕНИИ ПРОТОНОВ ИЗ $p n$ -ВЗАИМО- ДЕЙСТВИЙ ПРИ ИМПУЛЬСЕ 19,8 Гэв/с

О.В.Гуненкова, Р.А.Турсунов,
А.В.Холмецкая

В настоящее время в ЛВЭ ИЯФ АН КазССР завершена обработка следов вторичных частиц из $p n$ - взаимодействий, образованных протонами с импульсом 19,8 Гэв/с в эмульсии Илфорд $C-5$. Ниже приводятся некоторые результаты предварительного анализа данных, полученных при обработке 254 протон-нейтронных событий.

Ранее уже отмечался асимметричный разлет протонов в системе центра масс сталкивающихся нуклонов, наблюдавшийся при рассматриваемой энергии в событиях с тремя заряженными частицами в конечном состоянии^{/1/}. Приводимые в таблице значения коэффициента

асимметрии $\eta = \frac{N_{вл.} - N_{н.}}{N_{вл.} + N_{н.}}$ ($N_{вл.}$ и $N_{н.}$ - число протонов, летящих соответственно в переднюю и обратную полушеры с.ц.м.) указывает на то, что подобный эффект наблюдался при различных множественностях.

Суммарное по всем $p\pi$ - взаимодействиям угловое распределение протонов представлено на рисунке. Кривой показаны результаты расчетов по одномезонной модели при энергии 19 Гэв.

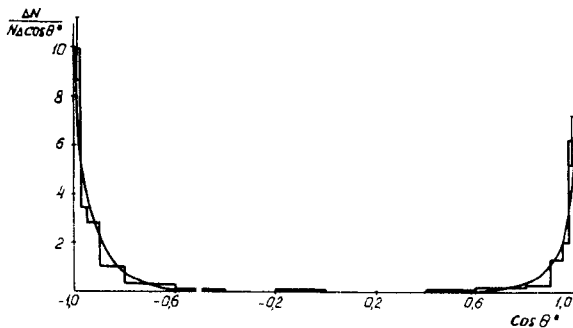
Имеющиеся к настоящему времени данные относительно асимметрии углового распределения протонов в протон-нейтронных взаимодействиях противоречивы: значение коэффициента асимметрии составляет величину $-0,32 \pm 0,10$ при энергии 9 Гэв^{/2/}; $+0,26 \pm 0,05$ - на основании данных работы^{/3/}, также относящейся к энергии 9 Гэв, и $-0,20 \pm 0,06$ - по данным работы^{/4/}, выполненной при энергии 14 Гэв.

Полученная нами величина $\eta = -0,31 \pm 0,06$ подтверждает правильность сделанного в работе^{/3/} вывода о важном вкладе одномезонных диаграмм с возбуждением одного из сталкивающихся нуклонов при описании нуклон-нуклонных взаимодействий и при более высокой энергии.

Приводимое в таблице среднее число протонов, полученных в результате взаимодействия, хорошо согласуется с предсказаниями гипотезы изотопической инвариантности сильных взаимодействий.

ТАБЛИЦА

Множественность	3	5	7-9-II	Все $p\pi$ - взаимодействия.
Коеф.асимметрии	$-0,20 \pm 0,07$	$-0,31 \pm 0,10$	$-0,63 \pm 0,21$	$-0,31 \pm 0,06$
Среднее число протонов на взаимодействие	$0,90 \pm 0,07$	$1,23 \pm 0,15$	$0,73 \pm 0,18$	$0,99 \pm 0,07$



Угловое распределение протонов из 254 протон-нейтронных взаимодействий.

ЛИТЕРАТУРА

1. Э.Г.Боос, О.В.Гуненкова и др. Препринт ОИЯИ Р-13-3161, Дубна (1967).
2. В.А.Ботвин, Э.С.Такибаев, П.А.Усик. Доклады АН СССР, 146, 785 (1962).
3. Т.Вишки, И.И.Граменицкий и др., ЖЭТФ, 41, 1069 (1961).
4. M.Csejthy-Barth, "Contribution a l'etude experimentale de l'interaction proton-nucleon a grande energie", Bruxelles /1965/.

ИЗУЧЕНИЕ K^{\pm} -МЕЗОНОВ ИЗ $\pi^{-}N$ -ВЗАИМОДЕЙСТВИЙ
ПРИ ЭНЕРГИИ 17 ГЭВ

А.Х.Виницкий, И.С.Стрельцов, И.Я.Часников,
Ц.И.Шахова

Для анализа было отобрано 450 неупругих $\pi^{-}N$ -событий в ядерных фотоэмульсиях Ильффорд G-5, облученных на ускорителе в ЦЕРНе π^{-} -мезонным пучком с энергией 17 Гэв.

Методические вопросы, связанные с отбором $\pi^{-}N$ -событий и идентификацией частиц, описаны в работах^{/1-5/}.

Среди вторичных заряженных частиц с учетом различных поправок было найдено более 100 K^{\pm} -мезонов, что составляет около 6% от общего числа частиц.

На рисунке I представлено распределение K^{\pm} -мезонов из всех реакций по кинетическим энергиям E' в системе центра масс. Предполагая, что энергетические и угловые характеристики нейтральных и заряженных K -мезонов одинаковы, там же для сравнения приведем распределение по E' для нейтральных K -мезонов из реакции типа $\pi^{-}+p \rightarrow \lambda + K^0 + m\pi$ и $\pi^{-}+p \rightarrow K^0 + \bar{K}^0 + N + m\pi$ при энергии 16 Гэв в водородной пузырьковой камере и распределение, рассчитанное по статистической теории^{/6/}. Наблюдается качественное согласие, за исключением области малых значений E' .

В распределении по продольным импульсам в СЦМ имеется только качественное согласие с данными для K^0 -мезонов^{/6/}. Значительная доля K^{\pm} -мезонов в СЦМ имеет отрицательный продольный импульс, т.е. направлена в заднюю полусферу. Значение χ (отношение числа K^{\pm} -мезонов, вылетающих в СЦМ вперед к числу мезонов, летя-

щих назад), меняется в зависимости от множественности и типа взаимодействия.

Для случаев с четным числом лучей (π^-p взаимодействия) величина $\alpha = 0,95 \pm 0,27$, а нечетным (π^-n взаимодействия) -

$\alpha = 0,54 \pm 0,17$. Для малой множественности $n_s = 2, 3, 4$

$\alpha = 1,35 \pm 0,15$. В суммарном распределении $\alpha = 0,71 \pm 0,19$, что указывает на преобладание K^{\pm} мезонов в задней полусфере. Данные для K^0 -мезонов, полученные на водородных пузырьковых камерах, как при энергии 16 Гэв^{16/}, так и при меньших энергиях, 7-8 Гэв, указывают на преобладание K^0 -мезонов в передней полусфере:

$$\alpha = 1,61 \pm 0,17.$$

Если придать какое-то значение различию величин α для π^-p - и π^-n -взаимодействий и иметь в виду, что π^-n -события в ядерных фотоимпульсиях осуществляются всегда на квазисвободных нейтронах, а π^-p в половине случаев на свободных и в половине на квазисвободных протонах, то отношение α , соответствующее только взаимодействию на свободных протонах, будет $\alpha = 2\alpha_{\pi^-p} - \alpha_{\pi^-n}$. Найденное таким образом значение $\alpha = 1,36 \pm 0,57$. Недостаточность статистики не позволяет сделать определенных выводов относительно различия величин K^{\pm} -мезонов из π^-p - и π^-n -взаимодействий.

Отметим что в тех случаях, когда одновременно наблюдается рождение K -мезонов и протонов, последние имеют энергию в СЦМ меньшую, чем в случаях обычного образования протонов.

щих назад), меняется в зависимости от множественности и типа взаимодействия.

Для случаев с четным числом лучей (π^-p взаимодействия) величина $\alpha = 0,95 \pm 0,27$, а нечетным (π^-n взаимодействия) -

$\alpha = 0,54 \pm 0,17$. Для малой множественности $n_s = 2, 3, 4$

$\alpha = 1,35 \pm 0,15$. В суммарном распределении $\alpha = 0,71 \pm 0,19$, что указывает на преобладание K^+ мезонов в задней полусфере. Данные для K^0 -мезонов, полученные на водородных пузырьковых камерах, как при энергии 16 Гэв^{16/}, так и при меньших энергиях 7-8 Гэв, указывают на преобладание K^0 -мезонов в передней полусфере:

$$\alpha = 1,61 \pm 0,17.$$

Если придать какое-то значение различию величин α для π^-p - и π^-n -взаимодействий и иметь в виду, что π^-n -события в ядерных фотоимпульсах осуществляются всегда на квазисвободных нейтронах, а π^-p в половине случаев на свободных и в половине на квазисвободных протонах, то отношение α , соответствующее только взаимодействию на свободных протонах, будет $\alpha = 2\alpha_{\pi^-p} - \alpha_{\pi^-n}$. Найденное таким образом значение $\alpha = 1,36 \pm 0,57$. Недостаточность статистики не позволяет сделать определенных выводов относительно различия величин K^+ -мезонов из π^-p - и π^-n -взаимодействий.

Отметим, что в тех случаях, когда одновременно наблюдается рождение K -мезонов и протонов, последние имеют энергию в СЦМ меньшую, чем в случаях обычного образования протонов.

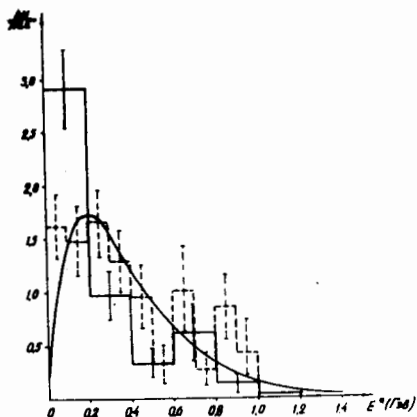


Рис.1. Распределение К-мезонов по кинетическим энергиям в СЦМ:
 сплошная линия - фотоэмульсионные данные для K^+ мезонов.
 пунктирная - камерные данные для K^0 -мезонов^{/6/}.
 Кривая, взятая из работы^{/6/}, соответствует статистической теории.

ЛИТЕРАТУРА

1. И.Я.Часников, Ж.С.Такибаев, З.В.Анзон, И.С.Стрельцов, ЖЭТФ, 45, 29, 1963.
2. З.В.Анзон, А.Х.Виницкий, Ж.С.Такибаев, И.Я.Часников, Ц.И.Шахова, ЖЭТФ, 47, 12, 30, 1964.
3. А.Ш.Гайтинов, М.Избасаров, И.С.Стрельцов, И.Я.Часников, Ж.С.Такибаев, ПТЭ, т.3, 45, 1966.
4. А.Х.Виницкий, И.Г.Голяк, Н.П.Павлова, В.И.Руськин, Ж.С.Такибаев, Труды ИЯФ АН КазССР, т.6, 143, 1963.
5. З.В.Анзон, А.Х.Виницкий, М.Избасаров, И.С.Стрельцов, Ж.С.Такибаев, И.Я.Часников, Ц.И.Шахова. Препринт ОИЯИ № 1734, 1964г. и Р-2843, 1966г. и др.
6. I. Bartke, R. Budde et al. Nuovo Cimento 24, 876, 1962.
7. С.А.Беляков, Ван Юн-чан, В.И.Векслер и др. Препринт ОИЯИ Д-1105, 1962.

ХАРАКТЕРИСТИКИ ВТОРИЧНЫХ ЧАСТИЦ ИЗ МНОГОЛУЧЕВЫХ
ПИОН-ЯДЕРНЫХ ВЗАИМОДЕЙСТВИЙ ПРИ ЭНЕРГИИ 17 Гэв

З.В.Анзон, А.Х.Виницкий, М.Избасаров,
И.С.Стрельцов, Ж.С.Такибаев, И.Я.Часников,
Ц.И.Шахова

В сообщении приводятся угловые и импульсные характеристики вторичных частиц из многолучевых π^-N событий (с числом лучей ≥ 7). Найдено, что коэффициенты асимметрии, равные отношению числа частиц, летящих вперед, к числу частиц, летящих назад, для четно-лучевых и нечетно-лучевых событий не отличаются друг от друга.

Угловые распределения вторичных частиц не описываются статистической теорией. В распределении по Δ^2 для четно-лучевых и нечетно-лучевых событий наблюдается двугорбая структура. Максимумы имеются при значениях $\Delta^2 \approx -0,2 \text{ Гэв}^2$ и $\Delta^2 \approx -2,6 \text{ Гэв}^2$; доля протонов, попадающих в эти максимумы, приблизительно одинаковая.

АНАЛИЗ ЛИВНЕВЫХ ЧАСТИЦ В ЯДЕРНЫХ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯХ,
ПРОИЗВОДИМЫХ π^- -МЕЗОНАМИ С ИМПУЛЬСОМ 7,2 ГЭВ/С
В ЭМУЛЬСИИ

А.С.Ассовская, В.И.Остроумов

Исследовано 395 взаимодействий π^- -мезонов с импульсом 7,2 Гэв/с с ядрами эмульсии. Основные характеристики расщеплений

представлены в таблице I. Произведен анализ 1225 быстрых частиц с относительной ионизацией $Z/\beta \leq 1,5$. Для идентификации было отобрано по геометрическим признакам 477 частиц. Идентификация производилась по измерению относительной ионизации и многократного кулоновского рассеяния на микроскопе МИРЭ-1 с последующей обработкой результатов измерения на ЭВМ "Минск" и "Минск-22". Результаты идентификации частиц и их сравнение с другими экспериментальными данными занесены в таблицу II.

На рис. I и 2 представлены угловые распределения ливневых частиц, испущенных в переднюю и заднюю полусферы. Средняя величина $\log \sigma \varphi_{\text{Лив}}$ и дисперсия оказались равными 0,44 и 0,42 соответственно.

Средние значения поперечных импульсов P_{\perp} (таблица III) частиц разных масс возрастают с увеличением массы частиц, что характерно и для πN -взаимодействий. Сравнение наших данных и результатов^{/1,3/} с результатами^{/2/} показывает, что величины P_{\perp} сильно отличаются. В работе^{/2/} все отрицательные частицы идентифицировались как π^- -мезоны, и поэтому величину $(0,36 \pm 0,02)$ Гэв/с можно рассматривать как P_{\perp} π^- -мезонов. Среди положительных частиц имеется некоторая доля протонов, чем и объясняется несколько большее значение P_{\perp} . В работе^{/2/} идентификация всех частиц производилась с помощью магнитного поля, без отбора по геометрическим признакам, как это делалось в работах^{/3/} и настоящей, где осталось неидентифицированными около 30% частиц с импульсом, большим 1 Гэв/с. Как показано в работе^{/2/}, величина \bar{P}_{\perp} зависит от энергии вторичных частиц, возрастая с увеличением их энергии. Возможно, этим и объясняется малая величина P_{\perp} для π^- -мезонов в работах^{/3/} и настоящей.

ЛИТЕРАТУРА

1. H.H.Aly et al Phyl.Mag. 4, 993, 1963.
2. L.Hoffman et al Nucl.Phys. 66, 657, 1965
3. Jain P.L. et al Nuovo Cim., 32, 873, 1964.
4. P.Ciolek, T.Sandewska, P.Zielinski
Report No 367/YI Warsaw, 1962

Табл. I. Характеристики ядерных взаимодействий, производимых π -мезонами с импульсом 7,2 Гэв/с

Взаимодействие	\bar{n}_s	примечание
$\bar{\pi}$ - ядро эмульсии	3, $1 \pm 0,1$	} для звезд с $n_s \geq 1$
π - Ag, Bz	3, $2 \pm 0,1$	
π - ядро эмульсии	2, $1 \pm 0,1$	для всех звезд

Табл. II Состав вторичных частиц

Природа	Доля от общего числа отобранных для измерения частиц (%)		
	Наст. работа всего 477 част.	[1] всего 39 част.	[3] всего 450 част.
e	5	-	-
π	41	74	31
K	14	-	6
p	8	8	17
Σ	-	-	5
d	2	-	5
t	0,5	-	3
не идентифицировано	29,5	8	35

Табл. III Поперечные импульсы ливневых частиц

Природа частиц	I π-ядро; 4,5 Гэв/с	II Наст. работа π-ядро; 7,2 Гэв/с	III Наст. работа π-Ag, Bz	IV π-Ag, Bz 17 Гэв/с		V π-ядро 16 Гэв/с ρ-ядро 6 и 27 Гэв/с
				положит. част.	отрицат. част.	
π	0,29±0,05	0,16±0,01	0,15±0,01	0,41±0,02	0,36±0,02	0,20±0,02
K		0,26±0,02	0,25±0,03			0,22±0,04
ρ		0,34±0,05	0,39±0,06			0,31±0,08
Σ						0,38±0,08
d		0,50±0,22	0,54±0,22			

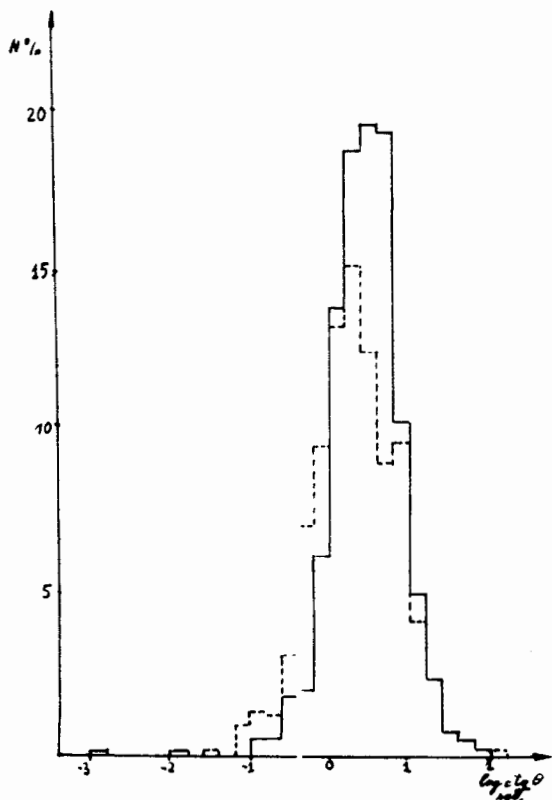


Рис.1.

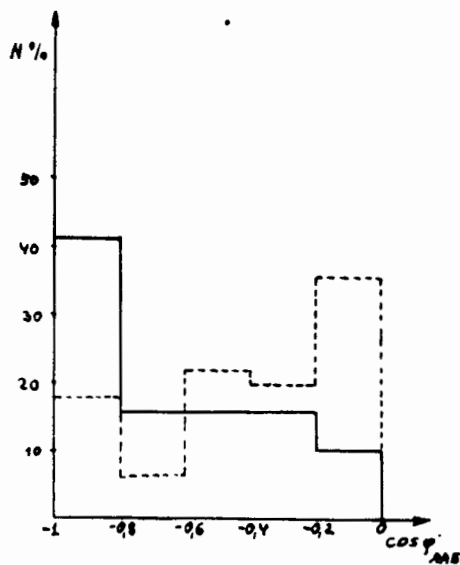


Рис. 2

Рис.1. Угловое распределение ливневых частиц, испущенных в переднюю полусферу. Нормировано по площади. Сплошная линия - результаты настоящей работы, пунктир - результаты работы /4/ (π -ядерного взаимодействия при импульсе π^- -мезонов 16 Гэв/с).

Рис.2. Угловое распределение ливневых частиц, испущенных в заднюю полусферу. Нормировано по площади. Обозначения те же, что и на рис.1.

ДВУХЛУЧЕВЫЕ ЗВЕЗДЫ, ОБРАЗОВАННЫЕ π^- -МЕЗОНАМИ
С ЭНЕРГИЕЙ 430 МЭВ НА ЯДРАХ ФОТОЭМУЛЬСИИ

Н.С.Гасилова, М.М.Макаров, В.В.Саранцев,
Л.Н.Ткач.

Ордена Ленина Физико-технический
институт АН СССР.

В эмульсии НИКФИ-БР2 изучались взаимодействия π^- -мезонов с энергией 430 Мэв с ядрами, сопровождающиеся вылетом двух заряженных частиц, одна из которых - π^- -мезон, а вторая-протон. Было проанализировано 210 звезд этого типа. Измерения энергии производились для серых и черных лучей по пробегу, для тонких-по относительной ионизации, и в определенных случаях-по многократному рассеянию. Геометрия звезд измерялась на специализированном микроскопе МИГЭ-1. Для каждой звезды рассчитывалась величина \mathcal{D} , связанная с компланарностью звезды и соответствующая объёму построенной на единичных векторах ее лучей пирамиды. Звезды анализировались с точки зрения каскадно-испарительной модели.

Из анализа полученных распределений можно отметить следующие особенности:

а) энергетические распределения протонов имеют большой максимум в области 3-7 Мэв (рис.1);

б) угловые распределения π^- -мезонов и протонов сильно анизотропны. Коэффициенты анизотропии их соответственно 3,77 и 2,09 (рис.2);

в) по меньшей мере половина π^- -мезонов имеет энергию, меньшую 200 Мэв. В энергетическом распределении этих π^- -мезо-

нов большинство π^- -мезонов попадает в область малых энергий;

г) примерно для 20% звезд, помимо того, что их можно считать компланарными ($\mathcal{D} < 0,2$), выполняется "баланс" энергий, что дает основание рассматривать их как результат квазиупругого рассеяния π^- -мезонов на нуклоне ядра;

д) звезды с относительно малой компланарностью имеют угловые распределения частиц, резко отличные от звезд с большой компланарностью ($\mathcal{D} < 0,2$). В частности, угловые распределения протонов из этих звезд имеют очень слабую анизотропию, что соответствует испарению этих протонов из ядер, движущихся по направлению пучка.

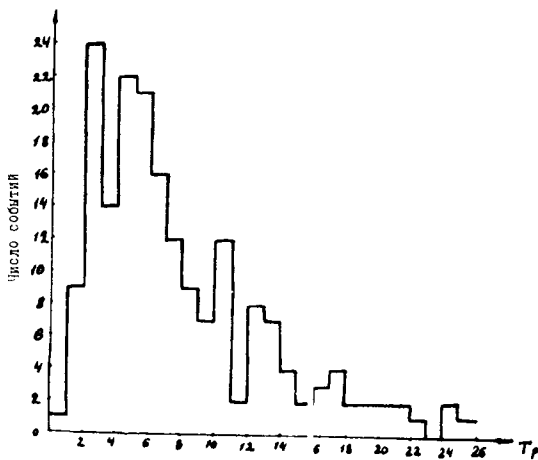


Рис. 1

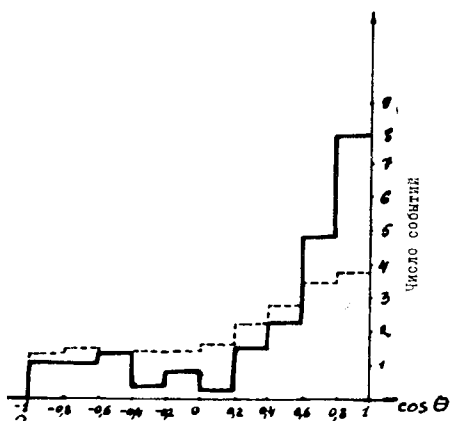


Рис. 2

Рис. 1. Распределение протонов двухлучевых звезд по кинетической энергии в интервале от 0 до 26 Мэв (лаб. система).

Рис. 2. Угловое распределение π -мезонов (сплошная линия) и протонов (пунктирная) двухлучевых звезд в лаб. системе.

БЫСТРЫЙ СПОСОБ ОБНАРУЖЕНИЯ ДЕФОРМАЦИИ В ЯДЕРНЫХ ЭМУЛЬСИЯХ

В.И.Барансв

Разработан оригинальный метод безмикроскопной оценки дисторсий в ядерных эмульсиях по эффекту отражения света от растра, образованного в слое следами частиц вспомогательного облучения ^{x)} .

УСЛОВИЯ ОБЛУЧЕНИЯ ФОТОЭМУЛЬСИОННОЙ СТОПКИ НА ЕРЕВАНСКОМ ЭЛЕКТРОННО-КОЛЬЦЕВОМ УСКОРИТЕЛЕ

Д.А.Галстян

25 октября 1967 г. на ереванском электронном ускорителе были получены электроны с энергией 6,1 Гэв.

В конце цикла ускорения электроны попадают на внутреннюю мишень. Толщина мишени и ее материал могут быть выбраны в соответствии с требованиями эксперимента.

Тормозные гамма-кванты с максимальной энергией, равной энергии ускоренных электронов, по вакуумному пучкопроводу выводятся в экспериментальный зал.

^{x)} Препринт ОИЯИ I3-3790, Дубна 1968.

Облучение эмульсий можно производить:

а) в потоках вторичных частиц, образующихся во внутренней мишени ускорителя. В этом случае при размещении стопки с внешней стороны кольца ускорителя в интервале углов от $2-3^{\circ}$ до $\sim 30^{\circ}$ мишень закрывается ярмом магнита (толщина ярма ~ 40 см). При размещении с внутренней стороны кольца мишень открыта в интервале углов от нескольких градусов (в зависимости от размеров стопки и ее расстояния от мишени) до $\sim 70-80^{\circ}$. При оценке углов вылета частиц из мишени необходимо учитывать отклоняющее действие основного и рассеянных магнитных полей ускорителя.

В настоящее время в качестве внутренней мишени используется вольфрам, толщиной $\sim 0,14$ лав.ед. с однократным прохождением электронов через мишень. Применение тонкой мишени позволит осуществить многократное прохождение частиц. Размеры электронного пучка примерно 2-4 мм по высоте и 5-8 мм по радиусу;

б) в выведенном чистом гамма-пучке, а также в потоках вторичных частиц, полученных в результате взаимодействия гамма-пучка во внешней мишени. В этом варианте фотоэмульсионная стопка может быть облучена в любом угле;

в) методом двойной конверсии с фокусировкой магнитными линзами и монохроматизацией отклоняющими магнитами при необходимости, для облучения эмульсий может быть получен внешний пучок электронов или позитронов с энергией до $\sim 0,80+0,85$ от энергии электронов внутри кольца. При двойной конверсии интенсивность падает на 2-4 порядка в зависимости от требований монохроматичности и коллимации.

Средний ток в импульсе составляет в настоящее время до 5 ма, что соответствует $\sim 2 \cdot 10^{10}$ частиц в цикле ускорителя. Частота циклов ускорителя-50 раз в секунду.

П. АННОТАЦИИ СООБЩЕНИЙ НА XXII СОВЕЩАНИИ ФЭК

ОБ ОДНОЙ ХАРАКТЕРИСТИКЕ МНОГОКРАТНОГО РАССЕЯНИЯ

М.Лойова, Й.Тучек,

Кошице

Проводились измерения многократного рассеяния координатным методом на фотографическом материале, облученном пучком дейтонов с импульсом 2,45 Гэв/с. Общая длина измеренных треков была 3 м.

Наиболее часто употребляемыми методами измерения среднего угла рассеяния являются: а) определение среднего значения абсолютных величин вторых разностей $\langle |D| \rangle$; б) среднее квадратичное значение вторых разностей $\langle D^2 \rangle^{1/2}$.

Чтобы понизить влияние маловероятных отклонений на относительно большой угол, была предложена процедура обрезания (т. наз. " *cut off* "), которая исключала из основного ансамбля все D с абсолютным значением, большим, чем $k \langle |D| \rangle$ или $k \langle D^2 \rangle^{1/2}$, где k равна 3 или 4.

С помощью критерия χ^2 и четвертого момента распределения мы не получили согласия с гипотезой о нормальности распределения основного ансамбля D . Из гистограммы было очевидно, что расхождение основного распределения с нормальным получается для больших значений D . Ввиду того, что основной ансамбль, таким образом, значительно отличается от нормального распределения, операция "cut off" становится частично субъективной. С помощью шкалы с нормальным распределением мы попытались определить область, где согласие обоих распределений хорошее, т.е. область, в которой интегральное распределение в данном представлении дает линейную зависимость (рис.1). Ширину интервала, в котором получается согласие частичного распределения с нормальным, обозначим $2T$, где T определяем экспериментально.

Из наклона этой прямой определяется параметр σ_T , аналогичный среднеквадратичному отклонению нормального распределения. Метод для подсчета параметра, аналогичного σ_T , но для т.наз. оптимальной длины интервала, приводился в работе^{/1/}.

В таблице I приводятся отдельные характеристики пучка основного ансамбля для трех длин ячейки; $\langle |D| \rangle$ и σ_c - значения после обрезания.

Таблица I

$t [\mu]$	$\sigma_T [10^{-2} \mu]$	$T [10^{-2} \mu]$	$\langle D \rangle [10^{-2} \mu]$	$\langle D \rangle [10^{-2} \mu]$	$\sigma [10^{-2} \mu]$	$\sigma_c [10^{-2} \mu]$
500	39,5	65	34,3	31,0	53,0	41,4
1000	117	165	104	95,6	141	123
2000	309	525	257	242	346	331

В связи с большой статистикой и относительно большой длиной ячейки получается для всех трех параметров правильная зависимость от длины ячейки t .

Чтобы сравнить σ_T , $\langle |D| \rangle$ и σ , нужно исследовать их поведение при относительно небольших статистиках измеренных значений. Мы выбрали из нашего основного ансамбля все треки длиной свыше 3,5 см (25 треков) и сравнили флуктуации F этих параметров для постепенно нарастающей длины измеряемого трека в основной ячейке.

Таблица II

l [см]	F_T %	F_D %	F_σ %
1,0	19,6	29,9	25,8
1,5	21,6	26,8	21,0
2,0	20,0	23,4	19,5
2,5	16,0	27,0	16,0
3,0	13,8	26,6	14,7
3,5	10,5	22,7	11,7

Из таблицы видно, что флуктуации этих трех параметров не сильно отличаются друг от друга и, поскольку процедура подсчета

σ_T является наиболее простой и не подвержена влиянию субъективного фактора процедуры "cut off", мы отдаем σ_T предпочтение.

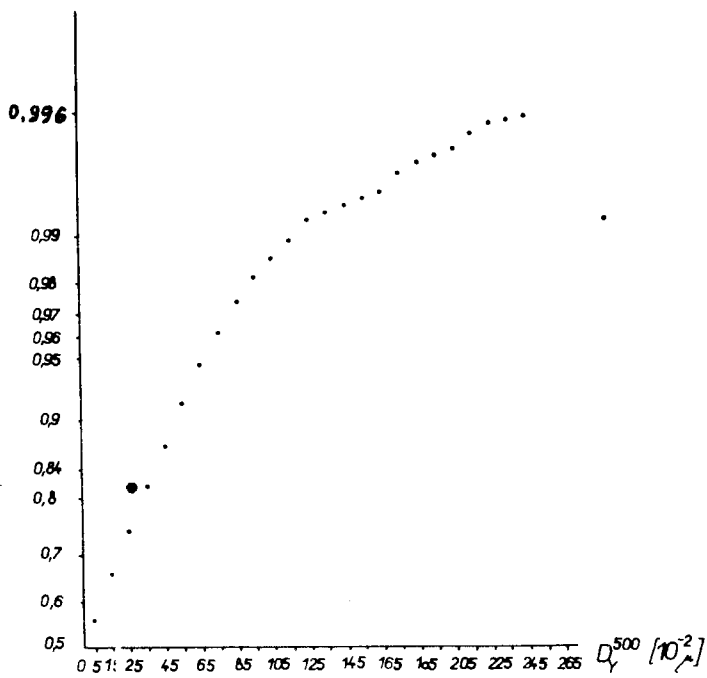


Рис. I.

ЛИТЕРАТУРА

- I. Э.Альпер, Э.Фридлендер. О новом методе оценки параметра многократного кулоновского рассеяния. ПТЭ, 1959, № 6 (39).

МОДЕЛИРОВАНИЕ РЕАКЦИИ $\pi^- + p \rightarrow \pi^+ + \pi^- + n$
 В ЭМУЛЬСИОННОЙ КАМЕРЕ

Ф.Г.Лепехиц,

Ордена Ленина Физико-технический
 институт им.А.Ф.Иоффе

1. Экспериментальное изучение данной реакции в эмульсионных камерах, при энергиях налетающих пионов порядка 400 Мэв и при поиске событий по остановкам π^+ -мезонов, сопряжено с потерей значительного числа событий фазового объёма^{/1/}. Между тем реакция эта продолжает привлекать внимание экспериментаторов в основном тем, что в массовом распределении системы ($\pi^+\pi^-$) на границе спектра имеется систематическое превышение над фазовым объёмом^{/2/}. Есть несколько возможных объяснений этого феномена. При описании программы, моделирующей процессы рождения и экспериментального их изучения в эмульсионной камере, указывается еще на одну такую возможность.

2. Генерирование событий на свободном или связанном протоне эмульсионной камеры начинается с определения полной энергии системы $W = [(E_x + E_p)^2 - p_x^2 - p_p^2 + 2 p_x p_p \cos(\vec{p}_x, \vec{p}_p)]^{1/2}$, где E_x - случайное значение энергии налетающего π^- -мезона на глубине X в камере, p_p и $\cos(\vec{p}_x, \vec{p}_p)$ - случай-

ные значения импульса Ферми и его направления относительно пучка. При генерировании событий, распределенных по фазовому объему, случайные значения величин $S_{23} = M_{23}^2$ и $S_{12} = M_{12}^2$ выбираются в кинематически разрешенных пределах по графику Далица. Однако наиболее важной особенностью рассматриваемой реакции является большая вероятность образования промежуточного ($\pi^- n$) состояния в виде изобары. Модель Олссона-Иодха^{/3/} удовлетворительно описывает значительное число фактов, относящихся к реакции рождения одного мезона в $\pi^- + p$ взаимодействии до 700-1000 Мэв, и плохо описывает угловое распределение и спектр масс ($\pi^+ \pi^-$) системы.

В моделировании реакции $\pi^- + p \rightarrow \pi^+ + \pi^- + n$ легко учесть образование изобары с массой 1240 Мэв и шириной ≈ 140 Мэв. Более того, если задать угловое распределение π^- - мезонов в системе ($\pi^- n$), то можно получить и экспериментальное распределение ($\pi^+ \pi^-$) масс. Действительно, при фиксированном

S_{23} величина $S_{12} = F(W, S_{23}, Z)$, где Z - косинус угла между импульсом π^- -мезона в ($\pi^- n$) системе и направлением движения этой системы в общей системе центра масс. Совершенно ясно, что избыток больших масс $\pi^+ \pi^-$ в сравнении с фазовым объёмом означает асимметрию в распределении по Z , чаще всего π^- - мезон вылетает вперед.

Заметим, что выбор еще одного косинуса угла ϕ между плоскостями $\vec{P}_- \times \vec{P}_n$ и $\vec{P}_+ \times \vec{P}_+$ полностью определяет трехчастичное состояние ($\pi^+ \pi^- n$). Итак, в отличие от общепринятых переменных $P_+, \cos \theta_+, P_-, \cos \theta_-$ для учета особенностей изобарного состояния за независимые переменные при моделировании приняты $P_+, \cos \theta_+, Z$ и ϕ .

Учет интерференции распада изобары с нерезонансным фоном обеспечивает член с Z в угловом распределении π^- в системе ($\pi^- n$) и дает максимум всегда на конце спектра масс ($\pi^+ \pi^-$).

Генерирование события заканчивается переходом в лабораторную систему и вычислением экспериментально наблюдаемых величин — энергий мезонов и их углов.

3. Моделирование условий наблюдения в камере.

Истинные значения величин заменяются их экспериментальными оценками. Учитываются ограничения на угол и пробег π^+ -мезона в камере. Часть событий, из тех что были рассчитаны, не наблюдаются на опыте и исключаются из распределений. Экспериментальные оценки величин и их дисперсий используются в программе χ^2 , после которой строятся гистограммы всех величин, как и в действительном эксперименте. На событиях, генерируемых данной программой, была проведена программа получения наилучших оценок. Оценки оказались распределенными по нормальному закону вокруг истинных значений параметров с теми же дисперсиями (число степеней свободы = 1).

Импульсные распределения, даваемые данной программой для фазового объема, совпадают с прямыми расчетами этих распределений.

ЛИТЕРАТУРА

1. Ф.Г.Лепехин. Препринт ФТИ № 019, Ленинград, 1967.
2. А.П.Комар, М.М.Макаров, В.А.Щегельский. Препринт ФТИ № 060, Ленинград, 1967.
3. M.G.Olsson, G.V.Yodh, Phys. Rev. 145, 1309, 1966

Ш. АННОТАЦИИ СООБЩЕНИЙ НА XXIII СОВЕЩАНИИ ФЭК
ВОЗМОЖНОЕ ОБЪЯСНЕНИЕ СЕЧЕНИЙ УПРУГОГО Р-Р РАССЕЯНИЯ
ПРИ ВЫСОКОЙ ЭНЕРГИИ В ИНТЕРВАЛЕ $0 < \theta < 90^\circ$

К.Д.Толстов

Объединенный институт ядерных исследований
Лаборатория высоких энергий

Показано, что для упругого Р-Р рассеяния в интервале энергий от нескольких Гэв до 30 Гэв и интервале углов рассеяния с.ц.м. $\theta \sim 0 \div 90^\circ$ совокупность экспериментальных данных по работам I+5 может быть /6/ объяснена на основе двух дискретных значений среднеквадратичного поперечного импульса $\langle P_1^2 \rangle^{1/2}$, отличающихся друг от друга в два раза.

При любой энергии разность дифференциальных сечений

$$\frac{d\sigma}{dt}(\theta) - \frac{d\sigma}{dt}(90^\circ) = \frac{d\sigma}{dt} \quad \text{можно определить из формулы:}$$

$$\frac{d\sigma}{dt} = \left[C_1 \exp\left(-\frac{P_1^2}{\langle P_1^2 \rangle}\right) + C_2 \exp\left(-\frac{P_1^2}{4\langle P_1^2 \rangle}\right) \right] \left(1 - \frac{P_1^2}{P_2^2}\right)^{1/2},$$

в которой $\langle P_1^2 \rangle^{1/2} = 0,355 \pm 0,01$ Гэв/с.

Величины C_1 и C_2 в пределах $\sim 10\%$ экспериментальной точности в единицах $10^{-27} \text{ см}^2 (\text{Гэв/с})^2$ равны: $C_1 = 80$; $C_2 = 0,2$.

Из формулы для $\frac{d\sigma}{dt}$ следует, что полное упругое сечение $\sigma = C_1 \langle P_1^2 \rangle$.

ЛИТЕРАТУРА

1. Л.Ф.Кириллова, В.А.Никитин и др. Ядерная физика I, 533 (1965).
2. C.Akerlof et al. Phys.Rev. 159, 1138 /1967/
3. J.V.Allaby, A.W.Diddens et al. Phys.Let. 25B 156 /1967/
4. J.Foley, S.Lindenbaum et al. P.R.L. II, 425 /1963/

5. J.V.Allaby, A.W.Diddens et al. Conf. on High-Energy Collisions of hadrons CERN, January 15-18 1968
6. К.Д.Толстов. Изв.АН СССР. Серия физ. 31, 1480 (1967).

ОБРАЗОВАНИЕ МЕЗОНОВ МЕЗОНАМИ И ДВОЙНАЯ ПЕРЕЗАРЯДКА
 π^- -МЕЗОНОВ НА ЯДРАХ В ФОТОЭМУЛЬСИИ В ИНТЕРВАЛЕ
 ЭНЕРГИЙ 210-375 МЭВ

Ю.А.Батусов, С.А.Бунятов, Е.М.Сидоров,
 В.А.Ярба
 (Дубна,ОИЯИ).

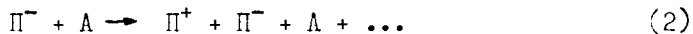
Г.Ионице, Э.Лозняну, В.Михул
 (Яссы,Университет им.А.Кузь)

Н.Далхажав, Д.Тувдэндорж,
 (Улан-Батор, ИФ и Х АН МНР)

Исследовался процесс двойной перезарядки π^- -мезонов при энергиях выше порога мезонообразования. В фотоэмульсиях зарегистрировано 4289 случаев типа



и 322 случая типа



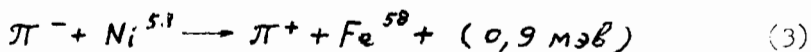
в интервале энергий 210 - 375 Мэв. При этих энергиях π^+ -мезоны в реакции (1) могут быть образованы в результате двойной перезарядки π^- -мезонов и при рождении пары ($\pi^+\pi^-$) с последующим поглощением отрицательного мезона в том же ядре.

В экспериментах были определены сечения образования мезонов по реакциям (1) и (2) и получены сечения двойной перезарядки Π^- -мезонов. Ранее сечения двойной перезарядки Π^- -мезонов на ядрах в фотоэмульсии были измерены в интервале энергий 50–170 Мэв^{/1/}. Из результатов данного эксперимента и из работы^{/1/} видно (рис.1), что сечение реакции двойной перезарядки Π^- -мезонов растет с увеличением энергии до 200 Мэв. При больших энергиях величина сечения уменьшается.

Расчеты полных сечений двойной перезарядки по каскадной модели^{/2/} (кривая на рис.1) не дают удовлетворительного согласия с экспериментом. Представляет интерес сравнение полученных данных с результатами теоретических расчетов, в которых учитывается возможный вклад виртуальных нуклонных изобар. Такой подход развивается в работах группы И.С.Шапиро^{/3/}.

На рисунке представлены также результаты измерения сечений реакции (1). Основной вклад в эту реакцию при энергиях 250–375 Мэв дает процесс образования двух мезонов с последующим поглощением отрицательного мезона в том же ядре.

Проведены специальные эксперименты по поиску реакции



при захвате остановившихся Π^- -мезонов в стопке, составленной из эмульсионных слоев и пластинок никеля. Получено, что относительная вероятность этой реакции с достоверностью 90% меньше, чем $3 \cdot 10^{-6}$.

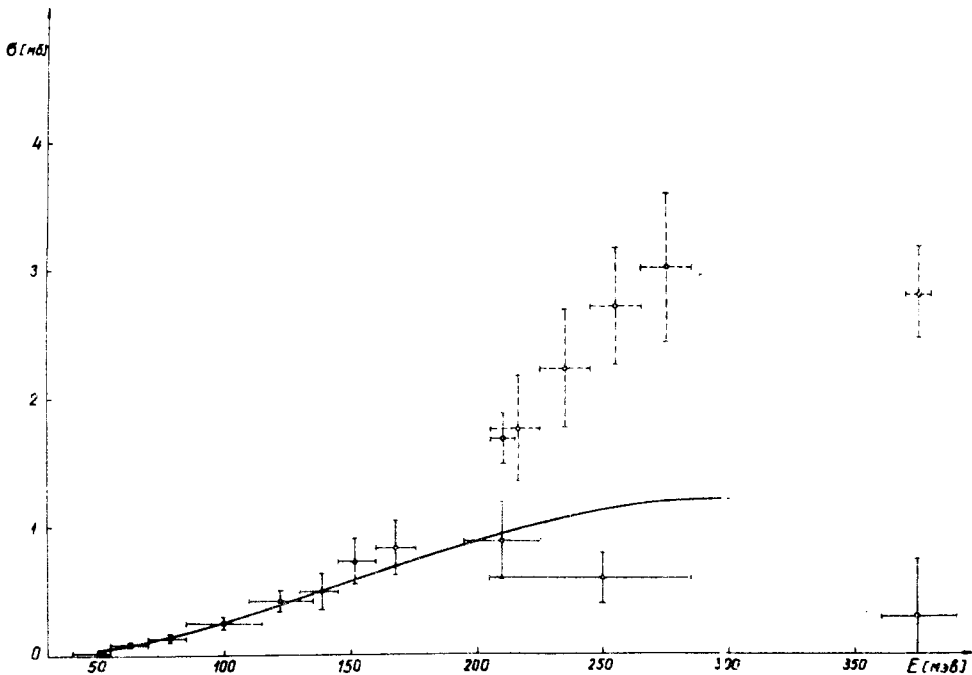


Рис. 1.

Рис. 1. Энергетическая зависимость сечения образования π^- -мезонов π^- -мезонами на ядрах в фотоэмульсии по реакции $\pi^- + A \rightarrow \pi^+ + A' + \dots$ (I) (пунктир) и сечения двойной перезарядки π^- -мезонов. Кривая - расчет по каскадной модели.

ЛИТЕРАТУРА

1. Ю.А. Батусов, С.А. Бунятов, Г. Иониче, Е. Лозьяну, В. Михул, В.М. Сидоров, В.А. Ирба. Я.Ф. 5, 354 (1967).
2. Ю.А. Батусов, В.И. Кочкин, В.М. Мальцев. Я.Ф. 6, 158 (1967).
3. С.Д. Далькаров, И.С. Шапиро. Препринт ИТЭФ № 541, Москва (1967).

ОБРАЗОВАНИЕ Li^8 ПРИ ЗАХВАТЕ МЕДЛЕННЫХ π^- -МЕЗОНОВ
ЯДРАМИ C^{12} , N^{14} , O^{16}

Д.А.Батусов, С.А.Бунятов, В.М.Сидоров,
Д.С.Чайка, Х.М.Чернев^х), В.А.Ярба

Объединенный институт ядерных исследований
Лаборатория ядерных проблем

Настоящая работа является продолжением исследований, опубликованных ранее^{1/}. С помощью фотоэмульсий изучались двух и трех-частичные реакции с образованием ядер Li^8 и B^8 при захвате π^- -мезонов ядрами углерода, азота и кислорода. Среди зарегистрированных 18283 π^- -звезд с Т-образными следами выделено 1542 двухлучевых события и 16 случаев образования и распада ядра

He^8 . Кинематический анализ показал, что относительные вероятности двухчастичных развалов легких ядер с достоверностью 90% меньше, чем $(1+5) \cdot 10^{-6}$. Трехчастичная реакция на углероде

$\pi^- C^{12} \rightarrow Li^8 + He^3 + n$ идет с относительной вероятностью $2,4 \cdot 10^{-4}$, а реакция $\pi^- O^{16} \rightarrow Li^8 + Be^7 + n$ подавлена по сравнению с ней, по крайней мере, в десять раз.

Проанализировано 588 трехлучевых событий с целью выделения квазидвухчастичной реакции $\pi^- O^{16} \rightarrow Li^8 + Be^8^* (2,9 \text{ МэВ}, 2^+)$
 $\quad \quad \quad \hookrightarrow He^4 + He^4$

Получено, что относительная вероятность этой реакции с достоверностью 90% меньше, чем $3,1 \cdot 10^{-5}$.

Измерены энергетические спектры и угловые корреляции вторичных частиц для реакции $\pi^- C^{12} \rightarrow Li^8 + He^3 + n$.

Экспериментальные результаты сравниваются с расчетами^{2/}, прове-

^х) Физический институт Болгарской Академии наук, София.

денными в рамках прямого механизма поглощения Π -мезона на малонуклонной ассоциации в ядре C^{12} . Результаты расчета не противоречат экспериментальным данным.

ЛИТЕРАТУРА

1. Ю.А.Батусов, С.А.Бунятов, В.М.Сидоров, В.А.Ярба. ЯФ, 6, II51 (1967), ЯФ, 6, II49 (1967), ЯФ, 7, 28 (1968).
2. Н.С.Зеленская, Н.Эль-Нагар, В.А.Ярба. Препринт ОИЯИ PI-3598, Дубна, 1967 г.

СЕЧЕНИЕ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ НА СВОБОДНЫХ И КВАЗИСВОБОДНЫХ НУКЛОНАХ ЯДЕРНОЙ ЭМУЛЬСИИ

Э.В.Анзон, А.Х.Виницкий, И.С.Стрельцов

Сечение взаимодействия в эмульсии Π -мезона с нуклоном можно определять двумя способами:

1. Исходя из предположения, что число взаимодействий на квазисвободных протонах равно числу взаимодействий на квазисвободных нейтронах. Тогда число случаев на свободном протоне в эмульсии определяется по разности четно- и нечетно-лучевых взаимодействий, отобранных по критериям πN событий.

2. По среднему свободному пробегу частицы в ядерной эмульсии и с помощью оптической модели взаимодействия^{/1/}.

Оба эти способа не зависят друг от друга и могут быть использованы при оценке сечения равноправно. Было просмотрено 1632 м первичных следов Π^- -мезонов с импульсом 17 ГэВ и найдено 3858 взаимодействий с ядрами эмульсии. Из общего числа взаимодействий по определенным критериям^{/2/} было выделено 150 (без 0 и однолучевых звезд) неупругих пион-нуклонных событий.

Подсчет сечения взаимодействия Π -мезона на свободном нуклоне по первому способу дал значение $\sim 3 \text{ mb}$. Эта величина намного ниже значения сечения взаимодействия пиона на нуклоне при той же энергии, найденного в водородной пузырьковой камере и равного $21,9 \pm 1,8 \text{ mb} / I$. Сечение, оцененное вторым способом, оказалось равным $22 \pm 2 \text{ mb}$. Отсюда можно было сделать вывод, что неправильно предположение, положенное в основу первого способа о том, что вероятность столкновения Π -мезонов с нейтронами и протонами на периферии ядра одинакова. Другими словами, плотность нейтронов на периферии ядра больше, чем протонов. По нашим оценкам, вероятность столкновения на периферии ядра с нейтроном в 1,7 раза больше, чем с протоном. Была проведена оценка доли взаимодействий на свободном и квазисвободном протоне в эмульсии. По литературным данным, эта доля колеблется от 26% до 70%. Исходя из известного нам значения сечения взаимодействия Π -мезона с водородом и длины среднего свободного пробега неупругого взаимодействия в эмульсии $L = 43 \pm 2 \text{ см}$, мы нашли, что 3,2% столкновений должно происходить на свободном водороде. С другой стороны, по критериям^{12/} было отобрано 230 π^0 -взаимодействий (с учетом 0-лучевых), что составляет 6% от общего числа взаимодействий. Таким образом, доля взаимодействий на свободном протоне равна 53%.

ЛИТЕРАТУРА

1. В.С.Барашенков. Сечения взаимодействия элементарных частиц. Изд-во "Наука". Москва, 1966 г.
2. А.Х.Виницкий, И.Г.Голяк, Н.П.Павлова, В.И.Руськин, Ж.С.Такибаев. Труды ИЯФ, 6, 144, 1963г. Изд-во АН КазССР.

О ВЗАИМОДЕЙСТВИИ ТЯЖЕЛЫХ ЯДЕР КОСМИЧЕСКИХ ЛУЧЕЙ

С ЯДРАМИ ФОТОЭМУЛЬСИИ

Ю.Ф.Гагарин, Н.С.Иванова, В.Н.Куликов

При изучении взаимодействий типа ядро-ядро возникает вопрос о возможности рассмотрения падающего ядра как потока моноэнергичных нуклонов.

Первичная стадия взаимодействия типа ядро-ядро, согласно литературным данным, не противоречит грубой модели о суперпозиции нуклон-ядерных взаимодействий.

В настоящей работе исследовались 410 взаимодействий релятивистских тяжелых ядер с $Z \geq 3$ (средняя энергия $3 \frac{\text{ГэВ}}{\text{нуклон}}$) с ядрами эмульсии. Для групп L , M и H первичных ядер выделялись взаимодействия на "протонах" эмульсии ($N_h^* \leq 1$), на легких ($N_h = 2+7$) и на тяжелых ядрах эмульсии ($N_h \geq 8$). Специально выделялась и исследовалась группа взаимодействий на тяжелых ядрах эмульсии, соответствующая полному распаду ядра-мишени = ($N_h \geq 28$) (17% от числа взаимодействий с $N_h \geq 8$). Для всех выделенных типов взаимодействий ядро-ядро сравнивались их основные характеристики (средние числа серых (\bar{N}_c) и черных (\bar{N}_z), относящихся к ядру мишени, средние числа π -мезонов ($\bar{N}_{\pi \pm}$), средние числа α -частиц (\bar{N}_α), протонов (\bar{N}_p) и ядер остатков (\bar{N}_z), относящихся к падающему ядру, и измерялись угловые распределения всех частиц.

*) N_h - число серых и черных лучей, относящихся к ядру мишени.

Анализ результатов позволяет сделать вывод о рассмотрении взаимодействия ядро-ядро как суммы независимых взаимодействий протон-ядро для основной части взаимодействий на тяжелом ядре ($N_h < 28$), когда число взаимодействующих нуклонов из налетающего ядра сравнительно мало (периферические взаимодействия).

Однако взаимодействия типа ядро-ядро с $N_h \geq 28$ (полный распад ядра-мишени) резко отличаются по своим характеристикам от основной массы взаимодействий на тяжелом ядре с $N_h < 28$.

Данные приведены в таблице I. Группы M и H объединены вместе, поскольку результаты каждой группы в отдельности совпадают.

Таблица I

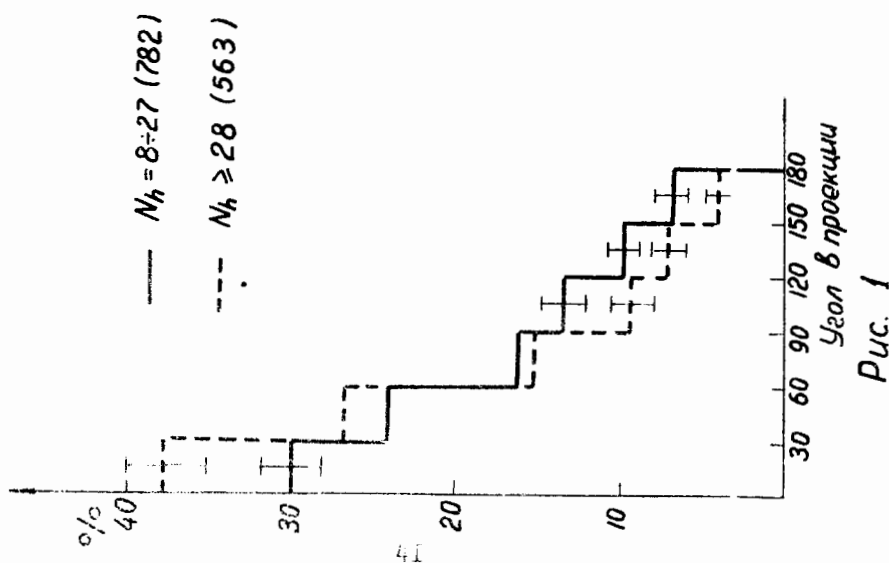
Тип взаимодействия	\bar{N}_T	\bar{N}_C	\bar{N}_h	$\bar{N}_{\pi^{\pm}}$	\bar{N}_α	\bar{N}_Z
	8,5	7,6	16,1	9,1	1,15	0,45
	$\pm 0,2$	$\pm 0,2$	$\pm 0,3$	$\pm 0,2$	$\pm 0,09$	$\pm 0,05$
	13,0	21,1	34,1	20,9	0,39	0,06
	$\pm 0,6$	$\pm 0,8$	$\pm 1,0$	$\pm 0,8$	$\pm 0,11$	$\pm 0,04$

Для случаев полного распада ядра ($N_h \geq 28$) наблюдается сильное увеличение среднего числа серых лучей (\sim в 3 раза) при сравнительно небольшом увеличении (\sim в 1,5 раза) числа черных лучей по сравнению с обычным типом взаимодействий ($N_h \leq 27$). Отметим, что случаи, сопровождающиеся полным распадом ядра, не вызываются ядрами очень большой энергии, так как в 25% этих случаев не наблюдается рождения π^{\pm} - мезонов.

В угловых распределениях серых лучей в этих взаимодействиях - ($N_h \geq 28$) также наблюдается отличие от обычных взаимодействий - ($N_h < 28$).

Угловое распределение серых лучей в обычных взаимодействиях ядро-ядро ($N_h \leq 28$) совпадает с угловым распределением серых лучей во взаимодействиях р-ядро. В случаях же полного распада ядра наблюдается большая направленность серых лучей в переднюю полусферу (рис.1).

Кроме того, во взаимодействиях ядро-ядро - $N_h \geq 28$ наблюдается более жесткий энергетический спектр черных лучей. Взаимодействия этого типа ($N_h \geq 28$) являются центральными с малым параметром столкновения (меньше радиуса падающего ядра). Об этом свидетельствует отсутствие ядер остатков падающего ядра и малое число α -частиц от первичного ядра. Выявленные особенности взаимодействий с полным распадом ядра мишени не согласуются с обычной каскадно-испарительной моделью. Необходимы дальнейшие исследования.



ОБРАЗОВАНИЕ СТРАННЫХ ЧАСТИЦ В ПРОТОН-НУКЛОННЫХ
ВЗАИМОДЕЙСТВИЯХ ПРИ ЭНЕРГИИ 20 ГЭВ

Р.А.Турсунов

Для оценки сечения рождения K -мезонов $\sigma_{K\bar{K}}$ в протон-нуклонных взаимодействиях были использованы данные о среднем, на одно взаимодействие, числе заряженных K -мезонов $\langle n_{K\pm} \rangle$, полученные при импульсе первичных протонов 19,8 Гэв/с^{1/1}. При определении сечения предполагается, что все каналы образования $K\bar{K}$ -пар равновероятны, а также считается, что избыток K^+ -мезонов по сравнению с K^- -мезонами ($\alpha = \frac{\langle n_{K^+} \rangle}{\langle n_{K^-} \rangle}$) обусловлен, в основном, рождением K -мезон-гиперонных пар.

В таблице приведены данные, полученные при двух использованных значениях α : 2,5^{1/2} и 7,7^{1/3,4}. Для сравнения здесь же представлены результаты, найденные с помощью водородных пузырьковых камер. Согласие эмульсионных и камерных данных свидетельствует о надежности идентификации вторичных частиц в используемой эмульсионной методике и позволяет утверждать, что сечение рождения $K\bar{K}$ -пар в протон-нейтронных взаимодействиях несколько больше, чем в протон-протонных.

Энергия, Гэв	$\sigma_{K\bar{K}}$ в $p\bar{p}$ -вза- имодействиях, мбн	$\sigma_{K\bar{K}}$ в pp -взаимо- действиях, мбн	α	Ссылка на работу
20-30	-	3	-	/3/
23	-	4,2 _{+0,6}	-	/3/
25	-	1,2 _{+0,3}	-	/5/
19,8	6,9 _{+1,4}	4,3 _{+0,9}	2,5	Наши данные
19,8	2,8 _{+0,8}	1,7 _{+0,5}	7,7	"-

ЛИТЕРАТУРА

1. Э.Г.Боос, Н.П.Павлова, В.Л.Первушина, Г.Я.Руськина, Ж.С.Такибаев. Ядерная физика, 6, 534, 1967.
2. A.N.Diddens, W.Galbraith, E.Lillethun et al. Nuovo Cim., 31, 961, 1964
3. В.С.Барашенков. Препринт Р-1163, ОИЯИ, 1962.
4. P.Dodd, M.Jobes, J.Kinson et al. Proc. of the Aix - en-Provence Conf., 1961, v.I, p.433.
5. J.Bartke, W.A.Cooper, B. Szappet al. Nuovo Cim., 29, 8, 1963

РАЗВИТИЕ МЕТОДИКИ ДИЭЛЕКТРИЧЕСКИХ ДЕТЕКТОРОВ И ЕЕ ПРИМЕНЕНИЕ В НЕКОТОРЫХ ЭКСПЕРИМЕНТАХ

Х.Абдуллаев, В.П.Переллигин,
С.П.Третьякова, Н.Х.Шадиева

Разработка методики диэлектрических детекторов за последнее время проводилась по двум основным направлениям. Первое направление - низкочувствительные детекторы, предназначенные

для регистрации осколков деления ядер в условиях фона заряженных частиц вплоть до ионов Са. В качестве такого детектора частиц предлагается использовать кристаллы топаза, нечувствительные к бомбардирующим частицам вплоть до ионов V . Травление топаза производится в концентрированном растворе КОН 2 часа при 160–180°C; эффективность регистрации осколков в топазе составляет (70±10)%.

Другая возможность регистрации осколков деления в условиях фона тяжелых бомбардирующих частиц состоит в искусственном повышении порога регистрации таких относительно высокочувствительных детекторов, как слюда и фосфатное стекло. Она основывается на обнаруженном нами явлении избирательного отжига следов от слабо ионизирующих частиц в диэлектрических детекторах. Так, в результате отжига слюды в течение 6–8 часов при 420° следы от ионов Az , Ca и V исчезают, в то время как следы от осколков деления укорачиваются не более чем на ~ 20%.

Второе направление – разработка высокочувствительных детекторов – проводилась нами на основе алетата и нитрата целлюлозы. Было найдено, что прозрачный технический целлулоид способен регистрировать α -частицы с энергией до 3,8 Мэв, ионы трития – до 1 Мэв. М. Монвином (Франция) с помощью новых травителей – $KMnO_4$, $K_2C_2O_7$, $NaHCO_3$ и КОН со спиртом – удалось впервые получить следы заряженных частиц в полиэтилене, полиимиде, полиметакрилате и др. Отметим, что полиметакрилат регистрирует α -частицы с энергией до 5 Мэв.

Слюдяные детекторы и детекторы из фосфатного стекла были применены для регистрации тройного деления ядер, образованных при взаимодействии ускоренных ионов Na и Az с Au , Th , Bz и U .

Вероятность тройного деления по отношению к двойному для мишени из U составила $\sim 1,5\%$ при энергии ионов Az 380 Мэв.

Для указанных выше мишеней измерены распределения углов между осколками и спектры длин следов для двойного и тройного делений.

Детекторы из нитрата целлюлозы использовались при определении концентрации B и Li в средах и для регистрации ускоренных ионов ^{16}O , ^{20}Ne , ^{40}Ar .

Внешние детекторы из лавсана были применены для измерения концентрации урана в растениях.

Для топаза был измерен геологический возраст. Он оказался равным (96 ± 15) млн. лет.

ЛИТЕРАТУРА

1. A. Kapuszik, V. P. Perelygin, S. P. Tretiakova, N. N. Shadieva
VI International Conf. on Nucl. Photogr. CEP I-Roma 1966, p. 458
2. X. Абдуллаев, В. П. Перельгин, С. П. Третьякова, Н. Х. Шадиева.
Препринт ОИЯИ Р-3585, Дубна, 1967.
3. М. Моннин, Radioprotection, 1967, 2, 105.
4. X. Абдуллаев, Б. Б. Захватаев, В. П. Перельгин. Препринт ОИЯИ
З-3396, Дубна, 1967 г.

О НЕКОТОРЫХ ХАРАКТЕРИСТИКАХ ФОТОЭМУЛЬСИОННЫХ СЛОЕВ
ТИПА БР-1 ТОЛЩИНОЙ 600 μ

М.И.Третьякова

фотоэмульсионные слои (типа БР-1, № 5137) размером $10 \times 10 \text{ см}^2$, толщиной 600 μ были политы из концентрированной эмульсии типа БР, предназначенной для полива слоев толщиной 1000 μ и 1200 μ (дублирование 7-кратное).

Слои были облучены в ОИЯИ горизонтальным пучком протонов с энергией 10 Гэв (угол наклона следов к плоскости эмульсии $0,5^\circ$), и почти вертикальным пучком π^- -мезонов с энергией около 4 Гэв; слои обработаны в наклеенном состоянии в проявочном центре Лаборатории высоких энергий ОИЯИ.

Ниже приведены данные о характеристиках 5 слоев (№ 8,9, 11,12,16), все измерения проведены в фотогруппе лаборатории космических лучей ФИАН.

1. На всех слоях проведены измерения плотности сгустков на следах первичных протонов в зависимости от глубины залегания следа (использовался микроскоп МБИ-9, увеличение $90 \times 15 \times 1$). Результаты измерений для одного из слоев приведены на рис.1. На каждой из глубин счет сгустков проведен на длине следа в 1 см. Зависимость, указанная на рис.1, является характерной для всех 5 слоев (неравномерность по глубине составляет около 15%, причем эта зависимость в пределах ошибок линейна).

2. Проведены измерения многократного рассеяния (микроскоп ИСМ) на 10 следах протонов в каждом слое (длина каждого следа $\sim 3 \text{ см}$). По средним значениям вторых разностей D изм. для

каждого слоя определялись полные шумы по формуле

$$D_{ш} = \sqrt{D_{изм.}^2 - D_{кул.}^2}$$

На рис.2 приведены соответствующие значения D изм. и D ш.

На том же рисунке приведены значения искажений в ковансах, полученные по измерениям на вертикальных следах.

Из рис.2 следует:

а) однозначного соответствия между искажениями в ковансах и полным значением D ш. не существует;

б) для слоев данной фотоэмульсии практически не наблюдается зависимости полных шумов (D ш.) от длины ячейки (исключение составляет пл.№ 8).

На рис.3 приведены средние значения импульса, полученные по средним значениям вторых разностей для каждого слоя D изм. с учетом зависимости константы рассеяния от длины ячейки.

На том же рисунке даны значения импульсов с поправкой ($P_{попр.}$). Эти величины получены по значениям вторых разностей с поправкой на ложное рассеяние (D испр.). D испр. определялось по формуле:

$$D_{испр.} = D_{изм.} \sqrt{\frac{P_{\lambda}^2 - P_{изм.}^2}{P_{\lambda}^2 - P_{кул.}^2}}, \quad \text{где } P -$$

отношение третьих разностей ко вторым, причем $P_{\lambda}^2 = 3$
и $P_{кул.}^2 = 1,5$.

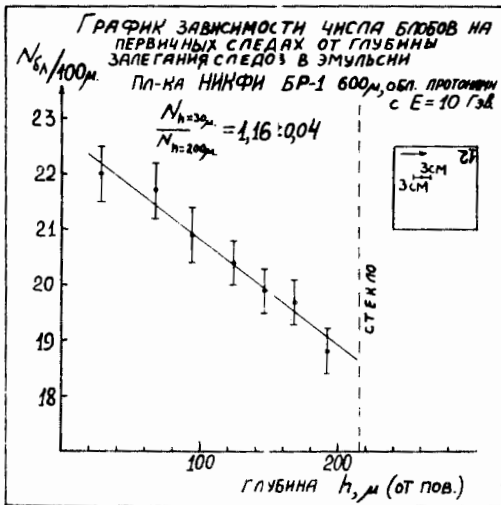


Рис. 1.

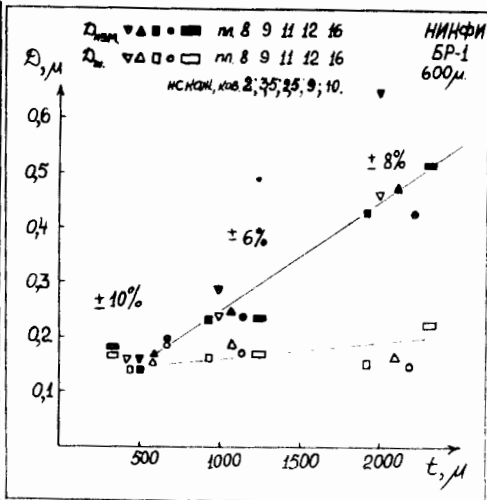


Рис. 2.

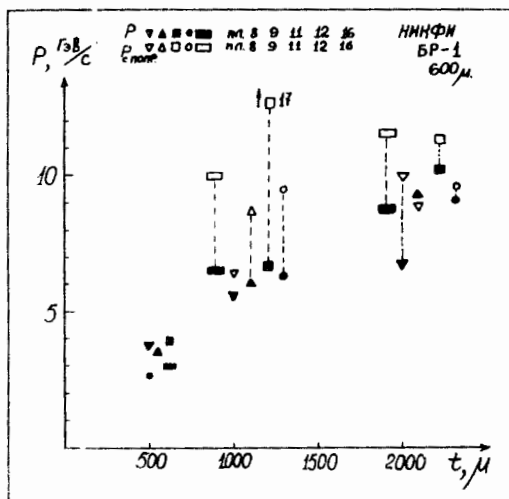


Рис. 3.

ИСКАЖЕНИЯ В ФОТОЭМУЛЬСИОННЫХ СЛОЯХ БОЛЬШОЙ ТОЛЩИНЫ

К.С.Богомолов, В.Г.Воинов, В.А.Мыльцева,
И.Я.Часников

В 1965-66 гг. были разработаны эмульсионные бесподложечные слои типа БР-1 и БР-2 толщиной 1000 и 1200 мкм^{1/2}. В связи с этим представлялось необходимым изучение дисторсий и ложного рассеяния в слоях различной толщины.

В настоящей работе проведено исследование искажений в эмульсионных слоях толщиной 400, 800, 1000 и 1200 мкм размерами 10x10 см², изготовленных из одной эмульсии. Слои обрабатывались в бесподложечном состоянии с мокрой теплой стадией.

Определение величины ложного рассеяния проходило координатным методом на следах протонов с энергией 10 Пэв. Измерения выполнены на отрезках следов длиной 1,5-3,0 см на микроскопах КСМ-1 и МИРЭ-2. Суммарная длина измеренных следов ~ 6 м. Средние арифметические вторые разности ложного рассеяния вычислялись по формуле:

$$\overline{D_{21}} = \sqrt{\overline{D_{2изм.}}^2 - \overline{D_K}^2 - \overline{D_{ш}}^2 - d^2},$$

где: $D_{2 изм}$ - измеренная вторая разность,

D_K - вторая разность, обусловленная многократным кулоновским рассеянием. Она вычислялась по формуле:

$$D_K = \frac{27,6 \cdot t^{3/2}}{573 \cdot \rho\beta} \quad (\text{мкм})$$

$D_{ш}$ - вторая разность, обусловленная шумом столика, шумом зерен и ошибками отсчета ($D_{ш} \sim 0,18$ мкм).

d - поправка на дисторсию, равная алгебраической сумме измеренных вторых разностей^{/2/}.

На рис.1 приведена зависимость величины ложного рассеяния от толщины эмульсионного слоя для ячеек 500, 1000, 2000 и 4000 мкм.

Из рис.1 видно, что ложное рассеяние незначительно зависит от толщины при $t \leq 1000$ мкм, имея минимум при $T=800$ мкм. Однако, при $t \geq 2000$ мкм, ложное рассеяние существенно возрастает с ростом толщины эмульсионного слоя.

Измерение λ -образных искажений проводилось по методу Мэджора^{/3/}. Слои для этой цели облучались пучком протонов с энергией 660 Мэв под углом $\sim 90^\circ$ к плоскости эмульсионного слоя. Измерения проводились на следах, расположенных не ближе 1 см от краев слоя. В участке слоя с размерами $9 \times 9 \text{ см}^2$ обрабатывалось 60 следов.

На рис.2 представлена зависимость коэффициента деформации

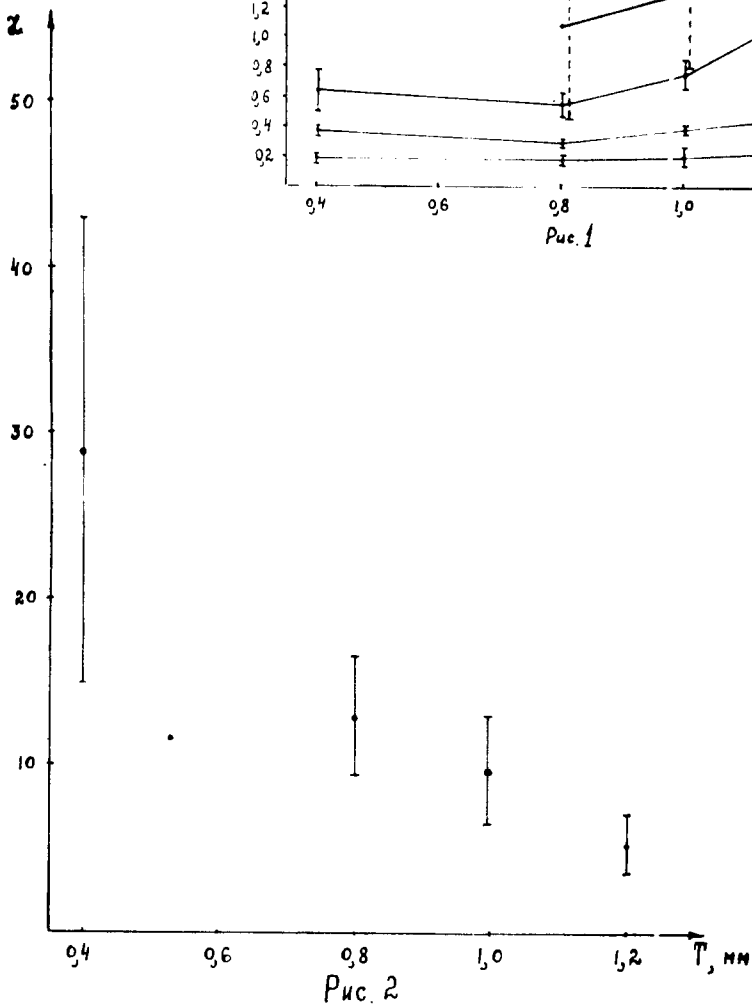
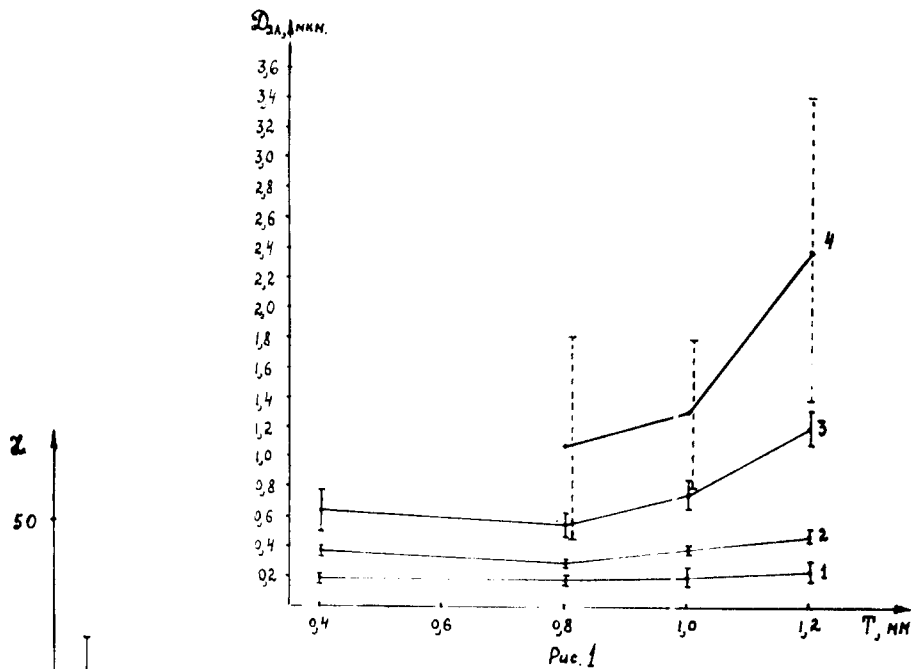
$$\alpha = \frac{|\vec{K}|}{T \cdot 2} \quad (\text{в ковансах}), \text{ где}$$

\vec{K} - вектор дисторсии в мкм,

T - толщина необработанного эмульсионного слоя в мм, от толщины эмульсионного слоя.

Из этого рисунка видно, что коэффициент деформации α уменьшается с ростом толщины эмульсионного слоя.

Согласно приведенным данным, корреляция между величиной ложного рассеяния и величиной коэффициента деформации отсутствует.



ЛИТЕРАТУРА

1. В.А.Мыльцева, К.С.Богомолов, М.Ю.Дебердеев. Аннотации сообщений на XIX и XX совещаниях Фотоэмульсионного комитета ОИЯИ, 1967, стр.24. (г.Дубна, 14-16 марта 1967 г., г.Предрял, СРР, 5-9 мая 1967 г.).
2. P.H.Fowler, Phil. mag. 41, 169 /1950/
3. J.Major. Brit I. Appl.Phys, 1952, 3, стр.10

Рис.1. Зависимость среднеарифметического значения второй разности лсжного рассеяния от толщины эмульсионного слоя для ячеек: 1. $t = 500$ мкм, 2. $t = 1000$ мкм, 3. $t = 2000$ мкм, 4. $t = 4000$ мкм.

Рис.2. Зависимость коэффициента деформации от толщины эмульсионного слоя.