

С 346.46

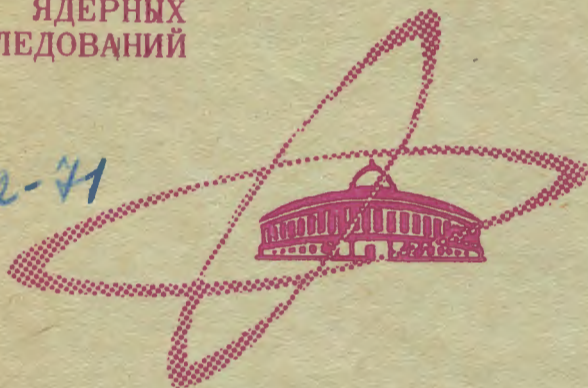
3/4-71

A-355

СООБЩЕНИЯ
ОБЪЕДИНЕННОГО
ИНСТИТУТА
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ

Дубна

1404/2-71



P1-5565

С.А.Азимов , В.Г.Гришин, У.Г.Гулямов ,
К.Г. Гуламов, Е.И.Прозорова, Г.М.Чернов

ЛАБОРАТОРИЯ ВЫСОКИХ ЭНЕРГИЙ

КОГЕРЕНТНЫЕ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ
P-МЕЗОНОВ С ЯДРАМИ ФОТОЭМУЛЬСИИ
ПРИ ЭНЕРГИИ 17 ГЭВ

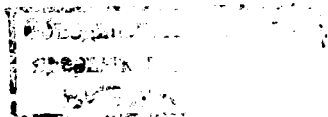
1971

P1-5565

С.А.Азимов^{х)}, В.Г.Гришин, У.Г.Гулямов^{х)},
К.Г.Гулямов, Е.И.Прозорова^{х)}, Г.М.Чернов^{х)}

**КОГЕРЕНТНЫЕ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ
П-МЕЗОНОВ С ЯДРАМИ ФОТОЭМУЛЬСИИ
ПРИ ЭНЕРГИИ 17 ГЭВ**

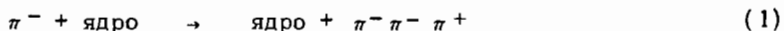
^{х)} Институт ядерной физики АН УзССР



1. В в е д е н и е

В настоящей работе представлены данные о реакциях неупругого когерентного рождения частиц в столкновениях π^- -мезонов с энергией 17,2 Гэв с ядрами эмульсии, полученные с помощью предлагаемой методики отбора, основанной лишь на угловых измерениях.

Когерентная реакция



изучалась при данной энергии как с помощью фотоэмульсий^{1-3/}, так и методом пузырьковой камеры^{4,5/}. Недавно полученные в эмульсии данные при $E_0 = 60$ Гэв^{6/} свидетельствуют о быстром росте сечения реакции (1) с энергией. К сожалению, данные о сечении реакции (1) при $E_0 = 17$ Гэв довольно противоречивы, а методика отбора этих реакций при разных энергиях - различна, что делает желательным проведение дальнейших исследований.

Настоящая работа преследует две цели. Одна из них - демонстрация угловых критериев отбора когерентных реакций, практически эквивалентных по своей эффективности критериям, применяемым при известных импульсах вторичных частиц, и могущих оказаться весьма полезным при более высоких энергиях, когда проведение импульсных измерений очень затруднительно. Другая - получение дальнейшей экспериментальной информации о сечениях когерентной диссоциации пионов при $E_0 = 17$ Гэв на 3 и 5 заряженных пионов.

2. О критериях отбора когерентных взаимодействий

При выделении когерентных реакций на фоне соударений с нуклонами решающую роль играет малость продольных ($q_{||}$) и поперечных (q_{\perp}) компонент импульса, передаваемых ядру-мишени в неупругом когерентном процессе. Весьма грубые оценки верхних пределов $q_{||}$ и q_{\perp} при дифракционном механизме этих реакций даются соотношениями^{/7/}:

$$q_{||}^{\max} \approx \mu A^{-1/3}, \quad q_{\perp}^{\max} \approx \mu \quad (2)$$

(μ - масса пиона, A - число нуклонов в ядре, здесь и далее $\hbar = c = 1$).

Отбор когерентных событий в пузырьковой камере производится обычно из анализа распределения по величине

$$t' = t - t^{\min}(M^*) \approx q_{\perp}^2 \quad (3)$$

(M^* - эффективная масса системы вторичных частиц, исключая ядро отдачи, t - передаваемый ядру 4-импульс). В фотоэмульсии, напротив, в первую очередь используют малость величины $q_{||}$ в когерентных реакциях. В работе^{/8/} было показано, что в реакции когерентного рождения n частиц имеет место неравенство

$$q_{||} > \sum_{i=1}^n m_i \sin \theta_i - m_0^2 / 2 p_0, \quad (4)$$

где m_i , θ_i - массы и пространственные углы вылета вторичных частиц, m_0 , p_0 - масса и импульс первичной частицы. Из (2) и (4) следует

$$\sum_{i=1}^n \sin \theta_i < A^{-1/3} + m_0^2 / 2 p_0 \mu. \quad (5)$$

Критерий (5) использовался почти по всех работах, выполненных фотоэмульсионной методикой. При проведении импульсных измерений его обычно дополняли и требованием ограниченности q_{\perp} .

Покажем, что знание пространственных и азимутальных (ϕ_i) углов вылета вторичных частиц позволяет сделать оценки величин $q_{||}$ и q_{\perp} для реакций типа (1) одновременно.

При больших энергиях ($p_0 \gg m_0, p_i \gg m_i, \cos \theta_i \approx 1$) продольный импульс, переданный ядру, может быть с хорошей точностью записан в виде:

$$q_{\parallel} \approx -m_0^2/2p_0 + \sum_{i=1}^n \frac{1}{2} (p_{\perp i} / m_i + m_i / p_{\perp i}) m_i \sin \theta_i \quad (6)$$

($p_i, p_{\perp i}$ - импульс и поперечный импульс i -ой вторичной частицы). Рассмотрим статистические флуктуации величины q_{\parallel} в звездах с фиксированным n и углами вылета $\theta_1, \theta_2 \dots \theta_n$.

Математическое ожидание $\nu(q_{\parallel})$ величины q_{\parallel} равно

$$\nu(q_{\parallel}) = -m_0^2/2p_0 + \int \sum_{i=1}^n m_i \sin \theta_i \frac{1}{2} (p_{\perp i} / m_i + m_i / p_{\perp i}) f(p_{\perp i}) dp_{\perp i}, \quad (7)$$

где $f(p_{\perp i})$ - плотность распределения поперечного импульса. Предположим, что $f(p_{\perp i})$ имеет форму Гаусса:

$$f(p_{\perp i}) dp_{\perp i} \approx p_{\perp i} A \exp[-a p_{\perp i}^2] dp_{\perp i}. \quad (8)$$

Экспериментальные данные^{/9/} для когерентных реакций $\pi^- \rightarrow \pi^- \pi^- \pi^+$ при $E_0 = 17$ Гэв и $p \rightarrow p \pi^+ \pi^-$ при $E_0 = 21$ Гэв хорошо согласуются с формулой (8). Предполагая независимость p_{\perp} -распределения частиц от угла вылета θ , получаем из (7) и (8):

$$\langle q_{\parallel} \rangle = -m_0^2/2p_0 + \sum I_i m_i \sin \theta_i, \quad (9)$$

$$I_i = \frac{1}{2} [\langle p_{\perp i} \rangle / m_i + \pi m_i / 2 \langle p_{\perp i} \rangle] > 1 \quad x/$$

^{x/} Хотя эта формула в предельном случае $\sum \sin \theta_i = 0$ дает отрицательные значения q_{\parallel} , однако, это смещение несущественно при значениях $\sum \sin \theta_i$, играющих роль при отборе когерентных реакций.

На рис. 1а показаны распределения величин $q_{||}$, подсчитанных по измеренным импульсам вторичных частиц^{x/} в реакции (1), и их оценок $\langle q_{||} \rangle$, вычисленных по формуле (9). Видно, что ф-ла (9) дает хорошую оценку величины $q_{||}$.

Поперечный импульс q_{\perp} , передаваемый ядру в когерентной реакции, равен

$$q_{\perp} = \left[\left(\sum_{i=1}^n p_{\perp i} \sin \phi_i \right)^2 + \left(\sum_{i=1}^n p_{\perp i} \cos \phi_i \right)^2 \right]^{1/2}. \quad (10)$$

В предположении постоянства поперечного импульса $f(p_{\perp i}) = \delta(p_{\perp i} - \langle p_{\perp} \rangle)$ легко получить следующую оценку $\langle q_{\perp} \rangle$ величины q_{\perp} :

$$\langle q_{\perp} \rangle = \langle p_{\perp} \rangle n^{1/2} \left[1 + \left(\frac{n-1}{n} \right)^{1/2} \beta \right]^{1/2}, \quad (11)$$

$$\beta = [n(n-1)]^{-1/2} \left[\left(\sum_{i=1}^n \sin \phi_i \right)^2 + \left(\sum_{i=1}^n \cos \phi_i \right)^2 - n \right]. \quad (12)$$

Величина β - известная^{/10/} характеристика азимутальной асимметрии вторичных частиц, изменяющаяся от $-[n(n-1)]^{1/2}$ до $[n(n-1)]^{1/2}$. Если, например, $q_{\perp} \leq \mu$, то

$$[n(n-1)]^{1/2} \beta \leq -n + \mu^2 \langle p_{\perp} \rangle^{-2}. \quad (13)$$

Таким образом, ограничение (2) приводит к запрещению в когерентных реакциях азимутально асимметричных событий (больших β).

На рис. 1б показаны распределения q_{\perp} (10) и его оценки $\langle q_{\perp} \rangle$ (11) для реакции (1). Несмотря на значительный разброс оцениваемых значений величина $\langle q_{\perp} \rangle$ может быть использована для отбора когерентных событий.

^{x/} Для апробации методики мы используем здесь проанализированную ранее^{/2/} часть нашего экспериментального материала ($\approx 20\%$), на которой производились импульсные измерения.

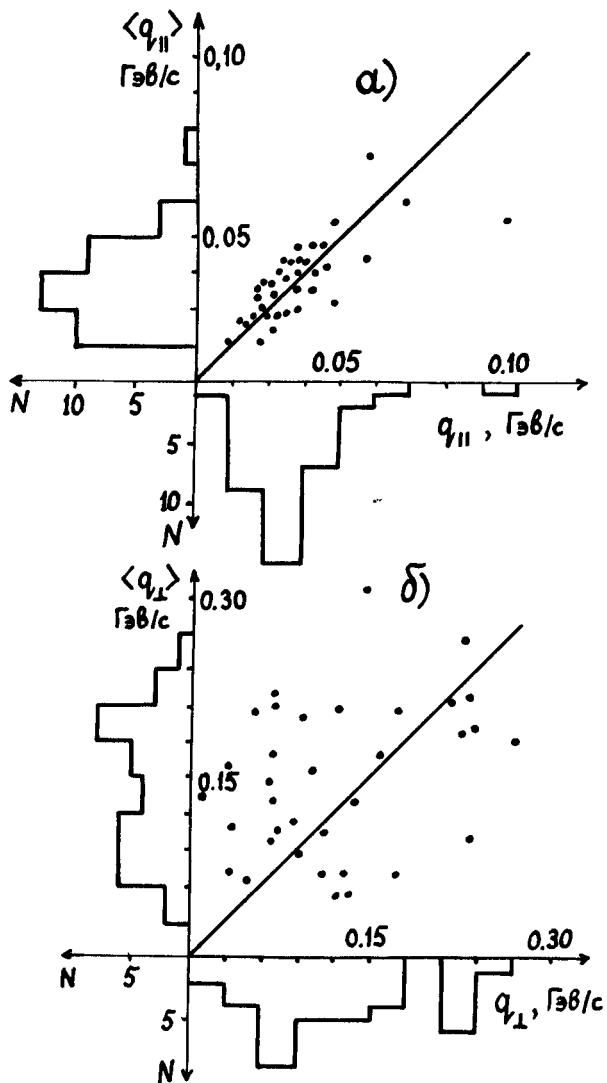


Рис. 1. Распределения продольных (а) и поперечных (б) импульсов, передаваемых ядру-мишени в реакции (1) при $E_0 = 17$ Гэв, и их оценок (9) и (11).

В работе^{/9/} мы провели отбор когерентных реакций (1) при $E_0 = 17$ Гэв и $pA \rightarrow p\pi^+\pi^-A$ при $E_0 = 21$ Гэв, используя все трехлучевые события, проанализированные соответственно в работах^{/2/ и /11/}. Числа когерентных реакций, полученные из анализа двумерного распределения по $\langle q_{||} \rangle$ и $\langle q_{\perp} \rangle$ для всех звезд, оказались в хорошем согласии с полученными после применения критериев отбора, использующих импульсные измерения, что свидетельствует о высокой эффективности описанных угловых критериев.

В заключение сделаем несколько замечаний.

1) В ф-лах (9) и (11) фигурирует средний поперечный импульс $\langle p_{\perp} \rangle$ рожденных частиц. Если его значение неизвестно, вычисление величин $\langle q_{||} \rangle$ и $\langle q_{\perp} \rangle$, строго говоря, невозможно. Подсчёт числа когерентных реакций, однако, не зависит от $\langle p_{\perp} \rangle$: он может быть легко выполнен на основе разницы в двумерных распределениях по $\sum_{i=1}^n \sin \theta_i$ и β для "чистых" и "грязных" событий (раздел 3).

2) Как показывают экспериментальные данные, $\langle p_{\perp} \rangle$ в когерентных реакциях существенно меньше среднего поперечного импульса вторичных частиц в соударениях с нуклонами. Отсюда следует, что ф-лы (9) и (11) для некогерентных событий несправедливы, что, однако, также не влияет на любую процедуру отбора когерентных реакций, основанную на вычитаний распределений.

3) Формулы (9) и (11) дают оценки значений $q_{||}$ и q_{\perp} лишь при отсутствии нейтральных (точнее - нерегистрируемых) частиц в конечном состоянии. Наличие нейтральных частиц (например, в реакции $\pi^-A \rightarrow \pi^-\pi^-\pi^+2\pi^0A$) искажает оценки $\langle q_{||} \rangle$ и $\langle q_{\perp} \rangle$ по разному: продольный импульс $q_{||}$ может быть все же оценен по ф-ле типа (9), если предположить идентичность кинематических характеристик заряженных и нейтральных частиц в конечном состоянии (например, фактором 5/3 для упомянутой реакции), что же касается величины $\langle q_{\perp} \rangle$ (ф-лы (11), (12)), то она в этом случае может принимать любые значения, вплоть до максимального (разрешен даже предельно асимметричный в азимутальной плоскости вылет заряженных частиц). "Размазывание" распределения по β , однако, может быть при разумных предположениях рассчитано по методу Монте-Карло.

3. Экспериментальные данные

На полной длине 7656 м просмотренного следа 17,2 Гэв π^- -мезонов в эмульсии было отобрано для измерений 798 трехлучевых и 256 пятилучевых взаимодействий с нулевым числом сильноионизирующих частиц (небольшая часть данной статистики анализировалась ранее^{2/}). Все вторичные частицы из этих событий прослеживались на длине ≈ 3 см с целью обнаружения электронов. В результате 122 трехлучевых события были идентифицированы как случаи рождения первичным пионом электрон-позитронной пары и исключены из дальнейшего анализа. Оставшиеся звезды были разделены на 2 группы: 1) события без всяких видимых признаков возбуждения ядра, среди которых могут быть когерентные взаимодействия с ядрами ("чистые звезды") и 2) звезды с β -электронами и блобами ("грязные" звезды) - соударения с одним или несколькими нейтронами ядра. Во всех отобранных событиях были измерены пространственные и азимутальные углы вылета вторичных заряженных частиц.

На рис. 2 показаны распределения 676 трехлучевых событий по величине $\sum_{i=1}^3 \sin \theta_i$ (или $\langle q_{||} \rangle$) и β (или $\langle q_{\perp} \rangle$). Отчётливо видна концентрация "чистых" событий в области малых передаваемых импульсов (т.е. малых $\sum_{i=1}^3 \sin \theta_i$ и β), значительно более сильная, чем для "грязных" событий.

Из анализа двумерного распределения по $q_{||}$ и q_{\perp} легко определить число когерентных реакций среди всех трехлучевых событий. При фиксированных верхних границах продольного ($q_{||}^{\max}$) и поперечного (q_{\perp}^{\max}) импульсов, передаваемых ядру в неупругом дифракционном процессе, число N когерентных реакций равно

$$N = n_1 - n_2 \frac{N_1 - n_1}{N_2 - n_2}, \quad (14)$$

где N_k ($k = 1, 2$) - полное число событий в K -ой группе (в нашем эксперименте $N_1 = 379$, $N_2 = 297$), а n_k - число событий k -ой группы в области $q_{||} < q_{||}^{\max}$, $q_{\perp} < q_{\perp}^{\max}$. К сожалению, ф-лы (2) слишком грубы, так что величины $q_{||}^{\max}$ и q_{\perp}^{\max} должны быть определены эмпирически.

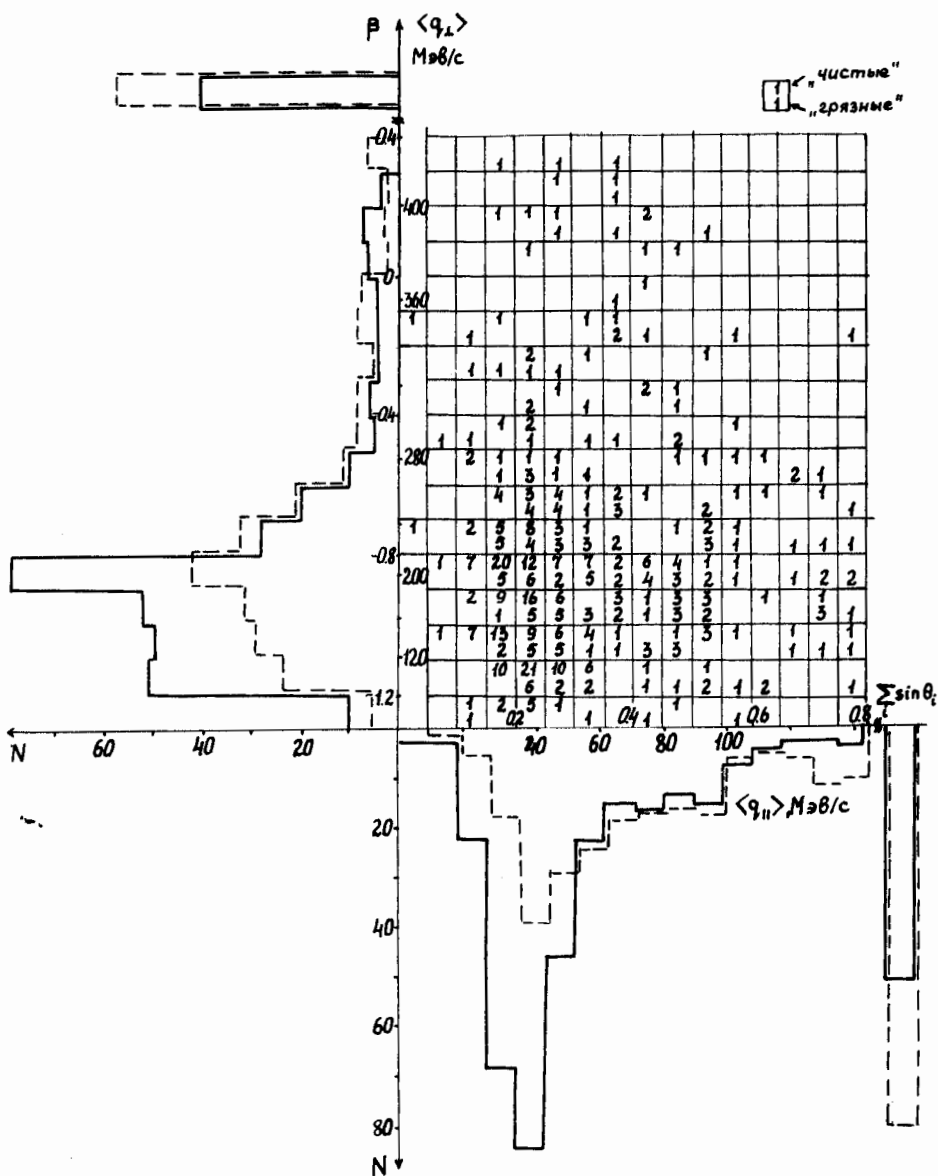


Рис.2. Распределения по $\sum_{i=1}^3 \sin \theta_i \langle q_{\parallel} \rangle$ и $\beta \langle q_{\perp} \rangle$ для трехлучевых событий при $E_0 = 17$ Гэв. Верхние цифры на поле событий (сплошная линия на гистограммах) - "чистые", нижние цифры (пунктир) - "грязные" звезды.

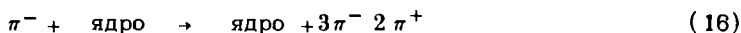
Выбор значений q_{\parallel}^{\max} и q_{\perp}^{\max} (точнее их оценок) проиллюстрирован рисунком 3. Как видно из этого рис., N быстро растет с увеличением $\langle q_{\parallel} \rangle^{\max}$ и $\langle q_{\perp} \rangle^{\max}$, достигая постоянной величины ("плато") при

$$\langle q_{\parallel} \rangle^{\max} \approx 60 \text{ МэВ/с} \quad (\sum \sin \theta_i^{\max} \approx 0,34) \quad (15)$$

$$\langle q_{\perp} \rangle^{\max} \approx 240 \text{ МэВ/с} \quad (\beta^{\max} \approx -0,7).$$

При дальнейшем увеличении $\langle q_{\parallel} \rangle^{\max}$ и $\langle q_{\perp} \rangle^{\max}$ число когерентных реакций, вычисленное по ф-ле (14), остается почти постоянным, однако, доля некогерентных "чистых" событий в области $q_{\parallel} < q_{\parallel}^{\max}$, $q_{\perp} < q_{\perp}^{\max}$, равная $\frac{n_2(N_1 - n_1)}{n_1(N_2 - n_2)}$, монотонно возрастает. Таким образом, критерии отбора (15) являются разумными и в том смысле, что позволяют отобрать наиболее обогащенную когерентными реакциями группу чистых трехлучевых событий. Число когерентных трехлучевых реакций, вычисленное по ф-ле (14) при критериях отбора (15), равно $N = 145 \pm 16$, средний свободный пробег в фотоэмульсии $\lambda = 53 \pm 7$ м, а доля некогерентных событий среди чистых трехлучевых звезд в области $q_{\parallel} < q_{\parallel}^{\max}$, $q_{\perp} < q_{\perp}^{\max}$ (их полное число $N = 189$) оказывается равной 0,27. Отметим, что установленные нами критерии отбора (15) очень близки к выбранным ранее /1-3/ в фотоэмульсии на основе импульсных измерений для реакции (1) при данной энергии.

На рис. 4 показано распределение по $\sum_{i=1}^5 \sin \theta_i$ для "чистых" и "грязных" пятилучевых звезд. Из рис. следует, что когерентная реакция



имеет при $E_0 = 17$ Гэв очень малое сечение. Применение ф-лы (14) к двумерному распределению по $\sum_{i=1}^5 \sin \theta_i$ и β для пятилучевых событий дает следующую оценку числа реакций (16): $N = 2 \pm 1,5$ ($\lambda = 3,8 \pm 11,5$ км). Эта оценка сопоставима с данными работы /12/, полученными методом пузырьковой камеры, согласно которым сечение реак-

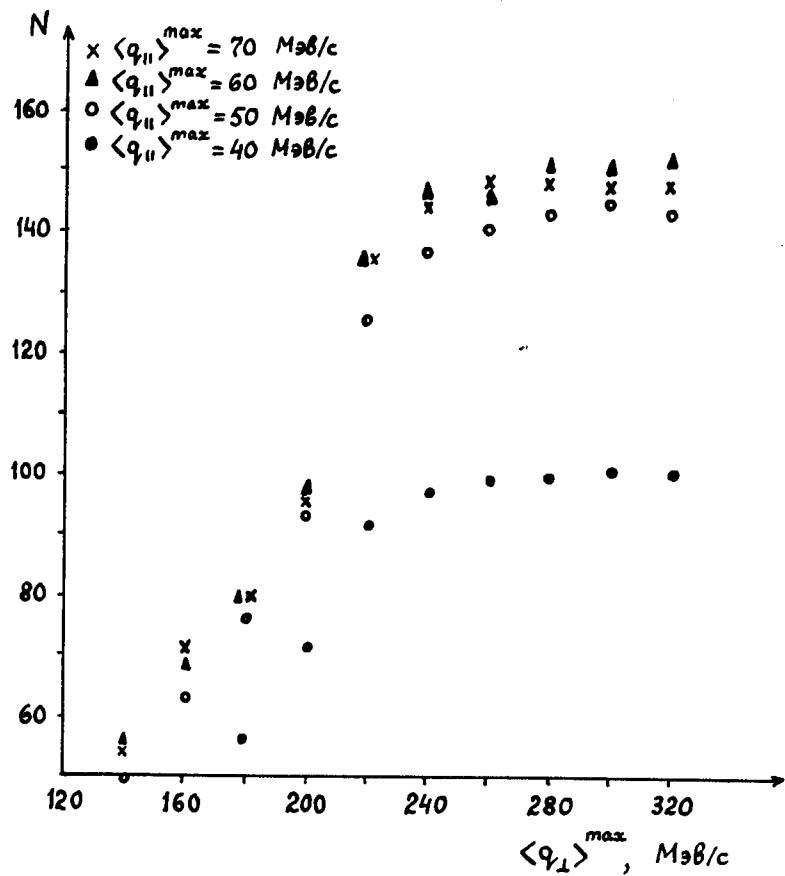


Рис.3. Зависимость числа когерентных трехлучевых событий от $\langle q_{||}^{\max} \rangle$ и $\langle q_{\perp}^{\max} \rangle$.

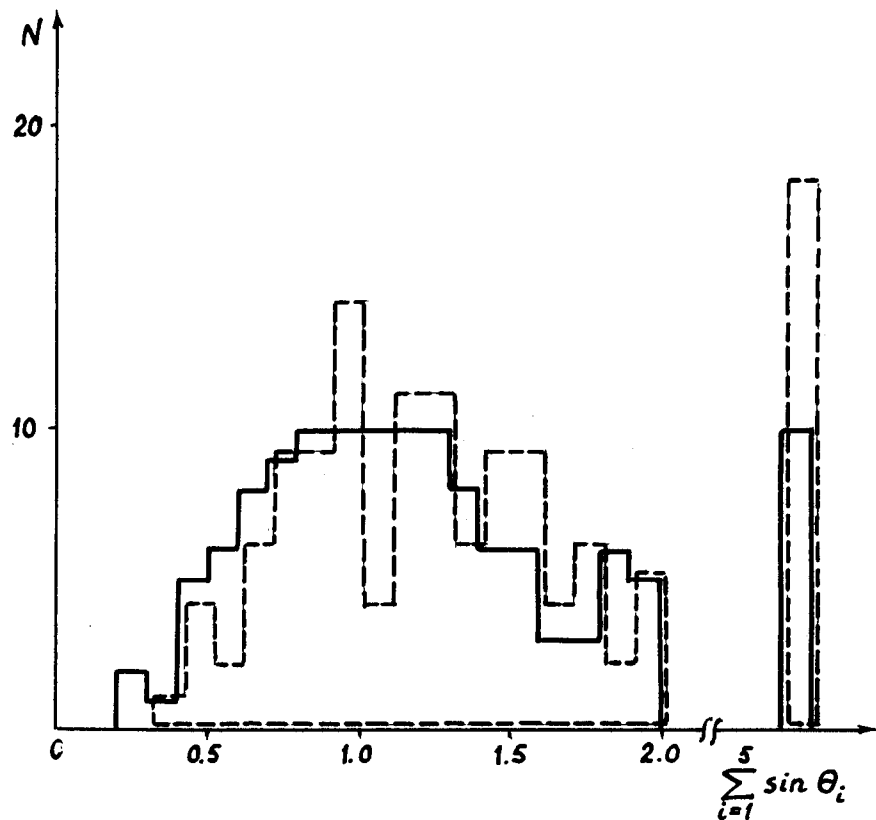


Рис. 4. Распределение по $\sum_{i=1}^5 \sin \theta_i$ для "чистых" (сплошная линия) - и "грязных" (пунктир) пятилучевых событий.

ции (16) при $E_0 \approx 16$ Гэв примерно в 40 раз меньше сечения реакции (1).

Сечение реакции

$$\pi^- + \text{ядро} \rightarrow \text{ядро} + 2\pi^- + 2\pi^0, \quad (17)$$

дающей вклад в трехлучевые события, при предположении изоспина системы рождающихся пионов $T=1$ должно быть ^{16/} в 2,2 больше сечения реакции (16). Это дает для пробега в фотоэмульсии для реакции (17) величину порядка $\lambda = 1,7^{+5,3}_{-0,7}$ км, что также значительно больше (\approx в 30 раз) пробега для реакции (1). Учитывая к тому же большую вероятность того, что оценки (9) и (11) для реакции (17) выходят за пределы (15), можно считать, что примесью реакций (17) среди отобранных нами трехлучевых когерентных реакций можно пренебречь.

Авторы благодарны сотрудникам ЛВЭ ИЯФ АН УзССР, принимавшим участие в просмотре, измерениях и обработке экспериментального материала.

Л и т е р а т у р а

1. A. Caforio, D. Ferraro et al. *Nuovo Cimento*, 32, 1471, 1964.
2. С.А. Азимов, Е.В. Бетер, У.Г. Гулямов и др., *ЯФ*, 1, 72, 1965; 2, 1049, 1965.
3. А.Х. Виноцкий, И.С. Стрельцов, Ж.С. Такибаев, И.Я. Часников, *Изв. АН Каз. ССР, сер. физ-мат.* №2, 90, 1967.
4. F.R. Huson, W.B. Fretter, *Nuovo Cimento*, 33, 1, 1964.
5. J.F. Allard, D. Drijard et al. *Phys.Lett.*, 12, 143, 1964; 19, 431, 1965; *Nuovo Cim.*, 46, 737, 1966.
6. *Alma-Ata-Budapest-Cracow-Dubna-Moscow-Sofia-Tashkent-Ulan-Bator Collaboration. Phys.Lett.*, 31B, 241, 1970.
7. E.L. Feinberg, I.Ia. Pomeranchuk. *Suppl.Nuovo Cim.*, 3, 652, 1956.
8. C.M. Fisher, W.M. Gibson et al. *Nuovo Cimento*, 27, 761, 1963.
9. С.А. Азимов, У.Г. Гулямов, К.Г. Гуламов, Г.М. Чернов. *Изв. АН УзССР, сер. физ-мат.*, №6, 47, 1970.

10. Ш. Абдужамилов, С.А. Азимов, Л.П. Чернова, Г.М. Чернов, В.М. Чудиков. *ЖЭТФ*, 45, 407, 1963.
11. С.А. Азимов, У.Г. Гулямов, Л.П. Чернова, Г.М. Чернов. *ДАН СССР*, 192, 1241, 1970.
12. F.R. Horon, H.J. Lubatti et al., *Phys.Lett.*, 28B, 208, 1968.

Рукопись поступила в издательский отдел

9 февраля 1971 года.