

С 346.2.Г
М-80

23/III-67

ОБЪЕДИНЕННЫЙ
ИНСТИТУТ
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ

Дубна

P1 - 3145



В.И. Мороз, А.В. Никитин, А.И. Родионов,
Ю.А. Троян

НЕУПРУГИЕ np ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ ПРИ ЭНЕРГИИ
ОТ 2 до 10 ГЭВ

II. МЕТОДЫ РАЗДЕЛЕНИЯ КАНАЛОВ РЕАКЦИЙ

ЛАБОРАТОРИЯ ВЫСОКИХ ЭНЕРГИЙ

1967.

Мороз В.И., Никитин А.В., Родионов А.И.,
Троян Ю.А.

P1-3145

Неупругие np -взаимодействия при энергии от 2 до 10 Гэв. II. Методы разделения каналов реакций

В работе рассмотрены методы разделения каналов реакций np -взаимодействий в 3-х и 5-ти лучевых звездах, возникших при облучении 24-литровой пузырьковой пропановой камеры пучком нейтронов с энергией от 2-х до 10 Гэв. Разделение основано на применении метода χ^2 и исследовании предельной кинематики с использованием некоторых вероятностных соображений об эффективных массах вторичных частиц. В результате получается достаточно хорошее для данного нейтронного облучения разделение каналов реакций. Изложенные методы позволяют также оценить наиболее вероятный импульс нейтрона, вызвавшего данное взаимодействие.

**Препринт Объединенного института ядерных исследований,
Дубна, 1967.**

Moroz V.I., Nikitin A.V., Rodionov A.I.,
Trojan Yu.A.

P1-3145

Inelastic np -Interactions at 2 - 10 GeV.

II. Methods of Separation of the Reaction Channels

The methods of separation of the reaction channels of np -interactions in three - and five-prong stars, produced by bombarding a 24-litre bubble chamber with 2-10 GeV neutrons, are considered. For this separation the χ^2 method was applied as well as the investigations of an extreme kinematics using some considerations on probability of realization of effective masses of secondaries. As a result a sufficiently well separation of the reaction channels is obtained for the given neutron bombardment. The methods proposed allow one to estimate the most probable neutron momentum, which induced the the given interaction.

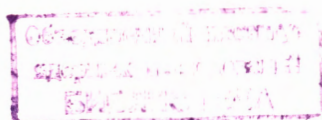
**Preprint. Joint Institute for Nuclear Research,
Dubna, 1967.**

P1 - 3145

В.И. Мороз, А.В. Никитин, А.И. Родионов,
Ю.А. Троян

НЕУПРУГИЕ **пр** ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ ПРИ ЭНЕРГИИ
ОТ 2 до 10 ГЭВ

II. МЕТОДЫ РАЗДЕЛЕНИЯ КАНАЛОВ РЕАКЦИЙ



4842/1 чр.

Камера ПК-4 Лаборатории высоких энергий ОИЯИ^{/1/} облучена нейтронами с энергией до 10 Гэв. Направление оси канала нейтронов определялось по электрон-позитронным парам от γ -квантов, присутствующих в канале^{/2/}.

В данной работе излагаются методы разделения каналов реакций $p\bar{p}$ - взаимодействий в событиях с 3-мя и 5-ю заряженными лучами без странных частиц.

Разобьем все реакции взаимодействий падающих нейтронов со свободными протонами на классы:

1) класс "0", в котором все вторичные частицы зарегистрированы. Среди них присутствуют 2 протона ($p\bar{p} \rightarrow p\bar{p}\pi^-$; $p\bar{p} \rightarrow p\bar{p}\pi^+\pi^-\pi^-$);

2) класс " π^0 " - среди зарегистрированных частиц присутствуют 2 протона. Образуется еще $m = 1, 2, \dots$ незарегистрируемых π^0 -мезонов (например, $p\bar{p} \rightarrow p\bar{p}\pi^-\pi^0$; $p\bar{p} \rightarrow p\bar{p}\pi^+\pi^-\pi^-\pi^0$ и т.д.);

3) класс "n" - среди зарегистрированных частиц присутствует один протон. Образуется один незарегистрированный нейтрон с $m = 0, 1, 2 \dots \pi^0$ -мезонами. (Например, $p\bar{p} \rightarrow p\bar{p}\pi^+\pi^-$; $p\bar{p} \rightarrow p\bar{p}\pi^+\pi^+\pi^-\pi^-\pi^0$);

4) класс "2n" - среди зарегистрированных частиц нет протонов. Образуется 2 незарегистрируемых нейтрона с $m = 0, 1, 2 \dots \pi^0$ -мезонами.

Задача заключается в том, чтобы, во-первых, установить, к какому из перечисленных классов реакций относится данное событие, и, во-вторых, оценить импульс нейтрона, вызвавшего это взаимодействие (так как на камеру падают нейтроны разных энергий).

1. Выделение реакций класса "0"

Выделение основано на применении χ^2 -теста по методу, описанному в [3]. Для реакций типа "0" можно написать 4 уравнения связи, наложенных на параметры:

$$\begin{aligned} f_1 &= P_{nx} - \sum_i P_{ix} = 0 \\ f_2 &= P_{ny} - \sum_i P_{iy} = 0 \\ f_3 &= P_{nz} - \sum_i P_{iz} = 0 \\ f_4 &= E_n + m_p - \sum_i E_i = 0. \end{aligned} \quad (1)$$

Размерность χ^2 -распределения равна числу уравнений связи. Так как для данного нейтронного облучения неизвестно заранее абсолютное значение импульса нейтрона, вызвавшего данное взаимодействие, то одно из уравнений (1) служит для определения $|P_n|$ и только 3 оставшихся уравнения можно использовать для построения χ^2_{\min} .

На рис. 1 и 2 представлены распределения χ^2_{\min} для 3- и 5-лучевых звезд. В соответствии с этими распределениями доверительная граница выбрана равной 16. Если пользоваться только χ^2 методом, то примесь от других реакций составит около 30% (40%) для 3-лучевых (5-лучевых) звезд. Поэтому всегда, когда это было возможно, применялись дополнительные методы идентификации частиц и каналов реакций, что позволяет заметно очистить класс "0" от примеси других реакций.

II. Выделение реакций классов " π^0 ", "n", "2n".

1. Для таких реакций можно написать лишь одно уравнение связи для параметров - закон сохранения энергии:

$$f = \sqrt{P_n^2 + m_n^2 + m_p^2} - \sum E_i - \sqrt{(P_n - \sum \vec{P}_i)^2 + m_0^2}. \quad (2)$$

Здесь P_n - импульс налетающего нейтрона, P_i - импульс i -ой зарегистрированной частицы, E_i - ее энергия в определенном предположении о ее массе, m_0 - масса улетевшей незарегистрированной частицы.

Ввиду того, что импульс нейтрона неизвестен, для этих классов реакций $\chi^2_{\min} = 0$.

Для выделения этих классов реакций полагаем $f = 0$ и решаем полученное уравнение относительно P_n . При этом для каждого класса делается определенное предположение о массах положительных частиц (например, для класса " π^0 " в 3-лучевых звездах обе положительные частицы считаются протонами) и предполагается вылет минимальной массы m_0 , требуемой для данного класса ($m_0 = m_{\pi^0}$ для класса " π^0 ", $m_0 = m_n$ для класса " n^+ ", $m_0 = 2m_n$ для класса $2n$). Если найденное решение для какого-либо класса лежит в физически допустимом для нас интервале импульсов ($P_n < 10,7$ Гэв/с), то гипотеза о принадлежности события к испытываемому классу считается приемлемой. Если функция f не имеет действительных решений, или решения лежат в области импульсов $P_n > 10,7$ Гэв/с, то такая гипотеза отбрасывается. Поведение функции f для различных гипотез подробно исследовано в ^{4/}. Отметим, что таким образом мы находим минимальный импульс налетающего нейтрона для данной гипотезы о событии.

Далее применяются другие независимые способы идентификации частиц.

1) Для положительных и отрицательных частиц строятся распределения по импульсам в лабораторной системе (рис. 3, 4, 5, 6). В 3-лучевых звездах распределение $P_{\text{лаб}}$ отрицательных частиц обрывается на 4 Гэв/с, в то время как распределение $P_{\text{лаб}}$ положительных частиц простирается вплоть до 9 Гэв/с. Считая импульсные распределения для π^+ и π^- не сильно отличающимися, мы отождествляем положительные частицы с $P_{\text{лаб}} \geq 4$ Гэв/с с протонами.

Те же распределения из 5-лучевых звезд показывают, что в них протонами являются положительные частицы с $P_{\text{лаб}} \geq 3$ Гэв/с.

2) Визуальная оценка ионизации, при которой мониторирующим следом является отрицательный луч из той же звезды (все отрицательные лучи считаются π^- -мезонами).

3) Измерение ионизации, при котором мониторирующим следом является отрицательный луч из той же звезды. Результаты ионизационных измерений (изменение отношения $\frac{g}{g_{\text{рел.}}} = g^*$ по плотности числа разрывов с $l > l_0$) представлены на рис. 7. Видно, что надежно идентифицируются частицы до 1,1 Гэв/с.

4. Идентификация частиц по энергии δ -электрона на следе.

5. Наличие γ -кванта, вылетевшего из звезды, говорит о том, что в звезде был хотя бы один π^0 -мезон.

Итак, гипотеза о принадлежности события к одному из классов ${}_{n^0}$, ${}_{n^1}$, ${}_{2n^1}$ считается приемлемой, если минимальный P_n , найденный из решения уравнения $f = 0$, лежит в физически допустимой области импульсов нейтронов и идентификация частиц не противоречит предположению об их массе.

2. Дальнейшее разделение каналов реакций основано на сравнении вероятностей осуществления различных гипотез.

В работе^{/5/} получена формула для отношения вероятностей осуществления различных гипотез:

$$\frac{\omega_\alpha}{\omega_\beta} = \frac{\Omega_\alpha}{\Omega_\beta} \frac{\int \dots \int W_\alpha V_\alpha L_\alpha d p_1 \dots d p_n \int \dots \int W_\beta d p_1 \dots d p_n}{\int \dots \int W_\beta V_\beta L_\beta d p_1 \dots d p_n \int \dots \int W_\alpha d p_1 \dots d p_n} \ell^{-\frac{\chi_\alpha^2 - \chi_\beta^2}{2}} \quad (3)$$

Здесь Ω_α и Ω_β характеризуют частоту появления событий типа α и β (с учетом эффективности регистрации события данного типа), W_α , W_β - функции, определяющие доступную область для измеряемых параметров p_i ($W = 1$ или 0 в зависимости от того, попадают измеряемые параметры в физически допустимую законами сохранения область или нет). Таким образом, функции W задают пределы интегрирования по измеряемым параметрам; V_α , V_β - некоторые априорные вероятности для параметров иметь те или иные значения, характеризующие матричные элементы процесса; L_α , L_β - функции, пропорциональные $\ell^{-\frac{(p_i - p_i')^2}{2(\Delta p_i)^2}}$, где p_i - действительные значения параметров для данного процесса, p_i' - значения параметров, подобранных χ^2 -методом (в случае гипотез ${}_{n^0}$, ${}_{n^1}$, ${}_{2n^1}$ для данного нейтронного облучения p_i совпадают с p_{i3}), Δp_i - ошибки параметров.

При неизвестных Ω_α и Ω_β будем считать их равными для отдельного события.

Рассмотрим случай разномасштабных гипотез, т.е. будем сравнивать вероятности осуществления двух гипотез, из которых одна (гипотеза α) характеризуется большим числом уравнений связи, чем другая (гипотеза β). Для нейтронного облучения можно записать формулу (14) из работы^{/5/} при сравнении гипотезы "0" с гипотезами ${}_{n^0}$, ${}_{n^1}$, ${}_{2n^1}$ в виде ($\Omega_\alpha = \Omega_\beta$):

$$\frac{\omega_0}{\omega_\beta} = \frac{(f_{1\max} - f_{1\min})}{(2\pi)^{3/2} \Delta f_1} \frac{(f_{2\max} - f_{2\min})}{\Delta f_2} \frac{(f_{3\max} - f_{3\min})}{\Delta f_3} \ell^{-\frac{\chi^2_0}{2}} \quad (4)$$

Здесь $f_{i\max}$ и $f_{i\min}$ - значения функций, характеризующих уравнения связи (см. формулы (1)), которые они принимают для гипотезы β . (β -гипотеза ${}_{\mu}n^0$, или ${}_{\mu}n^+$, ${}_{\mu}2n^+$). В уравнениях (1) f_1 , f_2 , f_3 характеризуют закон сохранения импульса. Считая, что все импульсные распределения π^0 -мезонов подобны распределениям заряженных мезонов, а все импульсные распределения вторичных нейтронов подобны распределениям протонов и учитывая, что точность измерения всех импульсов у нас не хуже 10%, можно получить для $\chi^2_{\min} = 3$ отношение $\frac{\omega_0}{\omega_{\pi^0}} \approx 100$, для $\chi^2_{\min} = 16$ эти вероятности примерно одинаковы. То же получается и для гипотез ${}_{\mu}n^+$, ${}_{\mu}2n^+$.

Таким образом, гипотезе "0", характеризуемой в случае нейтронного облучения 3-мя уравнениями связи, надо отдать предпочтение перед другими гипотезами, если значение χ^2_{\min} для гипотезы "0" лежит внутри выбранного нами доверительного интервала ($\chi^2_{\min} \leq 16$).

Поэтому принята следующая процедура разделения каналов реакций: если значение χ^2_{\min} "0" лежит в доверительном интервале, предположение о массах регистрируемых частиц не противоречит их идентификации, и в событии не зарегистрирован γ -квант, то, даже если допустимы другие гипотезы, определяемые решением уравнения $f = 0$, отдается предпочтение гипотезе "0", а остальные гипотезы отбрасываются. Если χ^2_{\min} "0" больше граничного, то отбрасывается гипотеза "0" и оставляются другие гипотезы (если они приемлемы). Если значение χ^2_{\min} "0" больше граничного и никакие другие гипотезы о событии не удовлетворяются, то такое событие относится к типу пс (в этот класс могут попасть не только действительные события, возникшие на ядре углерода, но и неправильно измеренные события при взаимодействии).

Описанные способы дают следующее разделение:

3-лучевые звезды

0 гип.	1 гип.	2 гип.	3 гип.	4 гип.
11,8%	45%	35,8%	1,83%	5,5%

5-лучевые звезды

0 гип.	1 гип.	2 гип.	3 гип.	4 гип.	5 гип.	6 гип.	7 гип.
22,7%	40,5%	23,4%	5,3%	5,3%	1,4%	0	1,4%

Эти таблицы показывают, в скольких процентах случаев остаются приемлемыми о событии 0, 1, 2, ... гипотез.

Разделение по каналам реакций получается следующее:

3-лучевые звезды

	"0"	" π^0 "	"n"	" $2n$ "	сумма
колич. событий	49	49(10 γ)	344(51 γ)	232(32 γ)	674(93 γ)
% ко всем пр-событиям	7,3%	7,3%	51,2%	34,2%	100%

5-лучевые звезды

	"0"	" π^0 "	"n"	" $2n$ "	сумма
колич. событий	37	27,7 (5,5 γ)	99(14,5 γ)	54,3(8 γ)	218(28 γ)
% ко всем пр-событиям	17%	13%	45%	25%	100%

Эти таблицы построены с учетом веса каждой гипотезы: если приемлемы 2 гипотезы о событии, то каждая из гипотез учитывается с весом 1/2, 3 гипотезы - с весом 1/3 и т.д. В скобках указано число γ - квантов, найденных в событиях данного класса (тоже с учетом веса гипотез).

3. Для дальнейшего разделения каналов реакций используем некоторые вероятностные соображения.

А. До сих пор уравнение $f = 0$ решалось в предположении вылета минимальной нерегистрируемой массы для данной гипотезы о событии. Но в реальных процессах 2 (или больше) улетевшие незарегистрированные частицы образуют некоторую эффективную массу, большую суммы масс улетевших частиц. Поэтому для канала " $2n$ " уравнение $f = 0$ решается в предположении, что 2 нейтрона образуют эффективную массу. Если в событии есть γ -квант, то для канала " n " уравнение $f = 0$ решается в предположении, что улетевшие нейтрон и π^0 -мезон образуют некоторую эффективную массу, для канала " $2n$ " в этом случае 2 нейтрона и π^0 -мезон образуют некоторую эффективную массу.

Значения этих масс выбирались из нашего же эксперимента: в каналах реакций, разделенных описанными ранее методами, строятся распределения эффективных масс $\pi^+\pi^-$; $\pi^+\pi^+$; $p\pi^-$; $p\pi^+$; $pp\pi^-$; pp . Распределения по эф-

эффективным массам $p\pi^0$; pn ; $pn\pi^0$; $\pi^0\pi^0$ считаются не сильно отличающимися от соответствующих распределений заряженных частиц. На кривых эффективных масс выбирается точка, делящая всю площадь под кривой пополам, т.е.

$$\frac{\int_0^{M_{50\%}} f(M) dM}{\int_0^{\infty} f(M) dM} = 0,5.$$

Назовем такую массу "50%-ой эффективной массой". Уравнение $f = 0$, в котором заложена вместо суммы масс улетевших частиц 50% эффективная масса (там, где это необходимо), дает решение P_n , сдвинутое в сторону больших значений P_n примерно на величину

$$\Delta P_n = \frac{M_{0\text{eff}}^2 - m_{0\text{min}}^2}{f_{\infty}}. \quad (3)$$

Здесь $M_{0\text{eff}}$ - закладываемая в функцию f эффективная масса, $m_{0\text{min}}$ - минимальная улетевшая масса для данного класса реакций, $f_{\infty} = \sum p_i \cos \theta_i + m_p - \sum E_i$ - асимптота для f (см. /4/), ΔP_n - сдвиг в решении $f = 0$ по отношению к минимальному решению. При закладывании в функцию f 50% массы решения для некоторых гипотез могут оказаться вне физической области ($P_n > 10,7 \text{ Гэв/с}$).

В. Из других экспериментов по $N-N$ взаимодействиям (см. /6,7,8/) следует, что 2 нуклона в системе центра масс взаимодействия разлетаются в основном в разные полусферы. Например, в работе /6/ нуклоны в 5-лучевых звездах в 10% случаев летят в одну полусферу, в 3-лучевых звездах в 1% случаев нуклоны летят в одну полусферу.

Предположим, что и в наших $p\pi$ -взаимодействиях нуклоны должны в основном разлетаться в разные полусферы в общей системе центра масс. Тогда анализ вылета нуклонов в с.ц.м. при минимальном импульсе приводит к следующим выводам.

Гипотеза pn^0 . Если оба протона при минимальном импульсе летят в с.ц.м. назад, то при наличии других приемлемых гипотез гипотеза pn^0 отбрасывается, так как при увеличении импульса падающего нейтрона протоны будут лететь в с.ц.м. с углами еще более близкими к 180° ; если оба протона при минимальном импульсе летят в с.ц.м. вперед, то требуется вылет еще одного

(по крайней мере) π^0 -мезона, чтобы нуклоны разлетались в разные полусферы. При этом в функцию f надо заложить эффективную массу 2-х π^0 -мезонов. Если при этом p_n окажется вне физической области, то гипотеза „ π^0 ” отбрасывается при наличии других приемлемых гипотез и оставляется при их отсутствии, так как в этом случае мы предлагаем вылет меньшей чем 50% эффективной массы 2-х π^0 -мезонов; импульс нейтрона, вызвавшего данное взаимодействие с гипотезой „ π^0 ”, считается равным граничному.

Гипотеза „ π^+ ”. Если при минимальном импульсе оба нуклона летят в с.д.м. в одну полусферу (все равно какую), то требуем вылета еще одного (по крайней мере) π^0 -мезона. В функцию f для гипотезы „ π^+ ” в этом случае закладывается 50%-ная эффективная масса нейтрона и π^0 -мезона. Если при этом p_n оказывается вне физической области, то гипотеза „ π^+ ” отбрасывается при наличии других приемлемых гипотез и оставляется при их отсутствии, так как в этом случае мы предполагаем вылет меньшей, чем 50% эффективной массы нейтрона и π^0 -мезона; импульс нейтрона, вызвавшего данное взаимодействие с гипотезой „ π^+ ”, считается равным граничному.

Наличие γ -кванта в событии требует для гипотез „ 2π ”, „ $\pi\pi$ ” закладывания некоторой эффективной массы улетевших частиц, а из анализа угловых распределений при минимальном импульсе мы знаем в части событий о вылете дополнительно еще одного (по крайней мере) π^0 -мезона для всех классов.

После применения описанной процедуры разделение по числу гипотез получается следующее.

3-лучевые звезды:

0 гип.	1 гип.	2 гип.	3 гип.	4 гип.
11,8%	47,8%	33,8%	2,7%	3,9%

5-лучевые звезды:

0 гип.	1 гип.	2 гип.	3 гип.	4 гип.	5 гип.	6 гип.	7 гип.
22,7%	51,5%	16%	5%	4,3%	0,7%	0%	0%

Разделение по каналам реакций:

3-лучевые звезды:					
	"0"	" π^0 "	" n "	" $2n$ "	сумма
Количество событий	49	49(10 γ)	354(53 γ)	221(30 γ)	674 (83 γ)
% ко всем пр-событиям	7,3%	7,3%	52,5%	32,8%	100%

5-лучевые звезды					
	"0"	" π^0 "	" n "	" $2n$ "	сумма
Количество событий	37	27(6 γ)	114(14 γ)	40(8 γ)	218(28 γ)
% ко всем пр-событиям	17	12,4%	52,5%	18,3%	100%

4. Эффективность регистрации γ -квантов в нашем эксперименте равна примерно 12-13%, так как звезды отбирались только в первой половине камеры. Тогда число π^0 -мезонов в каждом канале реакций приблизительно равно $N_{\gamma} 4$. Из приведенной таблицы видно, что в 3-лучевых звездах в канале " π^0 " действительно почти во всех выделенных событиях рождался π^0 -мезон, в канале " n " в 60% случаях рождается еще π^0 -мезон, в канале " $2n$ " в 55% случаев рождается еще π^0 -мезон. В 5-лучевых звездах в канале " π^0 " почти во всех событиях рождался действительно π^0 -мезон, в канале " n " в 50% случаев был еще π^0 -мезон, в канале " $2n$ " π^0 -мезон рождался примерно в 75% случаев.

В канале " n " о части событий известно, что кроме нейтрона есть еще один (по крайней мере) π^0 -мезон (наличие γ -кванта в событии и требование вылета нуклонов в разные полусферы). Если вычесть эти события из полного числа событий класса " n ", то в оставшихся событиях в 3-лучевых звездах примерно в 60% идет реакция без образования π^0 -мезонов и в 40% идет реакция с образованием π^0 -мезонов. В 5-лучевых звездах та же операция приводит к тому, что в оставшихся событиях в 67% случаев идет реакция $pr \rightarrow p\pi^+\pi^-\pi^0$ и в 33% случаев в этой реакции рождаются еще π^0 -мезоны.

Итак, описанные способы выделения каналов реакций пр-взаимодействий в пропановой камере дают, во-первых, достаточно хорошее для нейтронного облучения разделение каналов реакций, и, во-вторых, позволяют оценить импульс нейтрона, вызвавшего данную реакцию.

5. Дальнейшее разделение каналов реакций может быть сделано при помощи использования еще некоторых вероятностей.

Из работ /6,7,8/ следует, что в NN соударениях с малой множественностью (3,4 луча в конце) нуклоны разлетаются в с.п.м. в разные полусферы с углами близкими к 0° или 180° к направлению полета первичной частицы. Угловые распределения нуклонов в этих работах описываются функциями $\cos \theta^*$ с.п.м. в степени не ниже 4-ой. Распределение π -мезонов более или менее изотропно.

Рассмотрим формулу отношения вероятностей различных гипотез в случае, если они одномасштабны (т.е. описываются одинаковым количеством одинаковых уравнений связи на параметры, см. /5/):

$$\frac{\omega_\alpha}{\omega_\beta} = \frac{\Omega_\alpha}{\Omega_\beta} \frac{\int \dots \int W_\alpha V_{\alpha 1}^L \dots d p_{1\alpha} \dots d p_{n\alpha}}{\int \dots \int W_\beta V_{\beta 1}^L \dots d p_{1\beta} \dots d p_{n\beta}} \quad (6)$$

Из-за наличия в первых интегралах экспоненциального множителя L они превращаются в выражения:

$$\frac{V_{\alpha 1}^\ominus V_{\alpha 2}^\ominus \dots V_{\alpha n}^\ominus \Delta p_{1\alpha} \dots \Delta p_{n\alpha}}{V_{\beta 1}^\ominus V_{\beta 2}^\ominus \dots V_{\beta n}^\ominus \Delta p_{1\beta} \dots \Delta p_{n\beta}}$$

Здесь предполагается, что все измеряемые параметры независимы. Пренебрегая в первом приближении разницей в ошибках параметров частиц в различных предположениях об их массе, получим отношение первых интегралов:

$$\frac{V_{\alpha 1}^\ominus V_{\alpha 2}^\ominus \dots V_{\alpha n}^\ominus}{V_{\beta 1}^\ominus V_{\beta 2}^\ominus \dots V_{\beta n}^\ominus}$$

Отношение вторых интегралов для гипотез „ π^0 “, „ n “, „ $2n$ “ не сильно отличается от единицы (их можно точно вычислить по формулам статистической теории с учетом законов сохранения), так как максимальные и минимальные значения величин, входящих в эти интегралы, не сильно отличаются для различных предположений о массах частиц для достаточно высокой энергии.

Тогда

$$\frac{\omega_\alpha}{\omega_\beta} = \frac{V_{\alpha 1}^\ominus V_{\alpha 2}^\ominus \dots V_{\alpha n}^\ominus}{V_{\beta 1}^\ominus V_{\beta 2}^\ominus \dots V_{\beta n}^\ominus} \frac{\Omega_\alpha}{\Omega_\beta} \quad (7)$$

Здесь $V_{\alpha 1}^\ominus$ - некоторые априорные вероятности параметрам иметь определенные значения, взятые в экспериментальной точке для гипотезы α .

Используем лишь известные вероятности, а именно угловые распределения частиц разного сорта в с.п.м. Распределения по азимутальному углу одинаковы для всех частиц и сокращаются в отношении (7), а распределения по полярному

углу резко различны для частиц разного сорта (для NN взаимодействий при больших энергиях). Если предположить в 3-лучевых звездах данного облучения распределение нуклонов пропорциональным $\cos^4 \theta^*$ с.ч.м., а распределение π -мезонов изотропным, то для отношения вероятностей можно получить, полагая отношение $\frac{\Omega_a}{\Omega_b}$ равным единице:

$$\omega_{\pi^0} : \omega_{\pi^+} : \omega_{2\pi^+} = (25 \cos^4 \theta_{p1}^* \cos^4 \theta_{p2}^*) : (5 \cos^4 \theta_p^*) : 1. \quad (8)$$

Численные множители появились из-за нормировок.

Величина отношения (8) проверяется при различных импульсах налетающего нейтрона (минимальном, 50% массы, максимальном). Если при всех импульсах какая-то вероятность больше других не меньше, чем в 2 раза, то данная гипотеза остается, а другие гипотезы отбрасываются (более точно можно было бы учесть вероятность каждой гипотезы, считая их сумму равной единице и усредняя вероятности по импульсам налетающих нейтронов).

Применение этого способа дает разделение по числу гипотез:

3-лучевые звезды:

0 гип.	1 гип.	2 гип.	3 гип.	4 гип.
11,8%	61,5%	23%	2,7%	1%

Распределение по каналам реакций:

3-лучевые звезды:

	"0"	" π^0 "	"n"	" 2π "	сумма
Количество событий	49	50(10 γ)	371(55 γ)	204(28 γ)	674(93 γ)
% ко всем пр-событиям	7,3%	7,4%	55%	30,3%	100%

В 5-лучевых событиях применение этого способа ничего не дает, так как угловые распределения нуклонов в звездах с такой множественностью описываются функциями $\cos \theta^*$ в степени ниже четвертой.

В заключение авторы выражают благодарность М.И. Подгорецкому за полезные обсуждения и И.М. Граменицкому за постоянную доброжелательную критику.

Л и т е р а т у р а

1. Ван Ган-чан, М.И. Соловьев, Ю.Н. Шкобин. ПТЭ, 1, 41 (1959).
2. Т. Бешлиу, В. Вишневский, М. Гаврилаш, А. Константинеску, А. Михул, В. Мороз, А. Никитин, Ю. Троян. Определение направления пучка нейтральных частиц высокой энергии синхрофазотрона ОИЯИ по изучению конверсионных пар и спектру γ -квантов в этом пучке. Препринт ОИЯИ Р-2916, Дубна 1966.
3. З.М. Иванченко, А.Ф. Лукьянцев, В.И. Мороз, А.Д. Макаренкова, Г.Н. Тентюкова. Программа идентификации каналов реакций (варианты 10-10 и 10-20). Препринт ОИЯИ Р-2399, Дубна 1965.
4. Р.М. Джабар-Зале, В.И. Мороз, А.В. Никитин, А.И. Родионов, Э. Рупп, Ю.А. Троян, Б.А. Шахбазян. Программа вычисления эффективных масс. Препринт ОИЯИ 1957, Дубна 1965.
5. В.И. Мороз, А.В. Никитин, Ю.А. Троян, Б.А. Шахбазян. Определение вероятности осуществления канала ядерной реакции. Препринт ОИЯИ Р-10-2935, Дубна 1966.
6. F.H. Holmquist "Pion production in neutron-proton collisions at Bevatron energies". Berkeley, UCRL-8599, 1958 y.
7. И.М. Граменицкий. Изучение неупругих взаимодействий протонов с нуклонами при энергии 9 Бэв. Кандидатская диссертация, Дубна 1961 г.
8. G. Alexander et. al. "Proton-Proton Interaction at 5.5 GeV/c"
Доклад на конференции по физике высоких энергий в Беркли 1966 г.

Рукопись поступила в издательский отдел
30 января 1967 г.

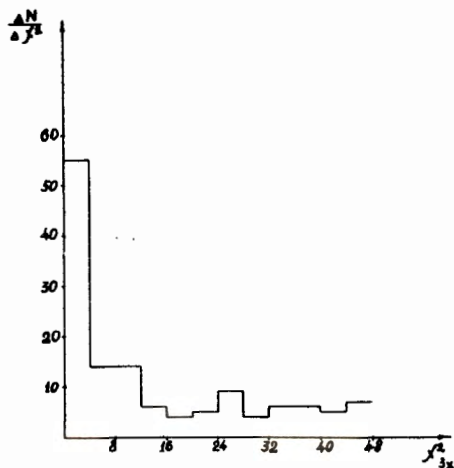


Рис. 1. Распределение χ^2_{\min} для 3-лучевых звезд без странных частиц для процесса, характеризуемого 3-мя уравнениями связи.

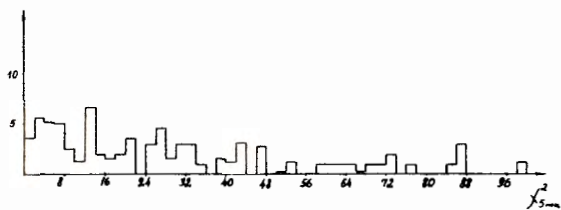


Рис. 2. Распределение χ^2_{\min} для 5-лучевых звезд без странных частиц для процесса, характеризуемого 3-мя уравнениями связи.

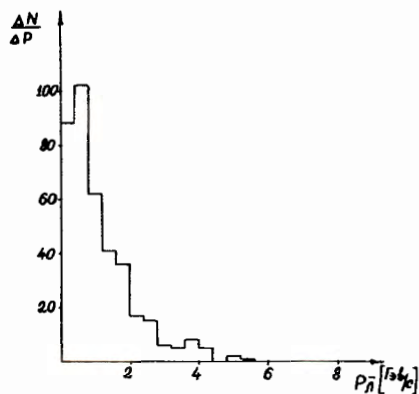


Рис. 3. Распределение импульсов отрицательных частиц в лабораторной системе из 3-лучевых звезд без странных частиц.

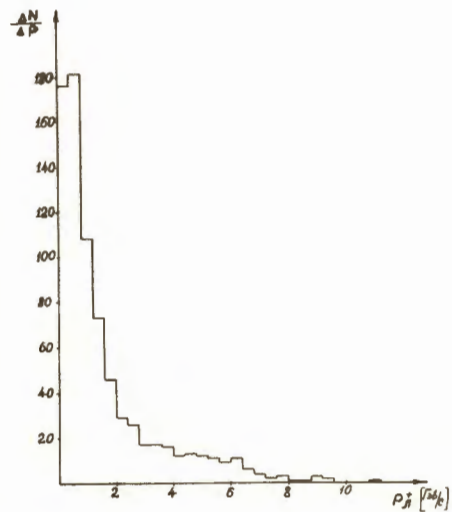


Рис. 4. Распределение импульсов положительных частиц в лабораторной системе из 3-лучевых звезд без странных частиц.

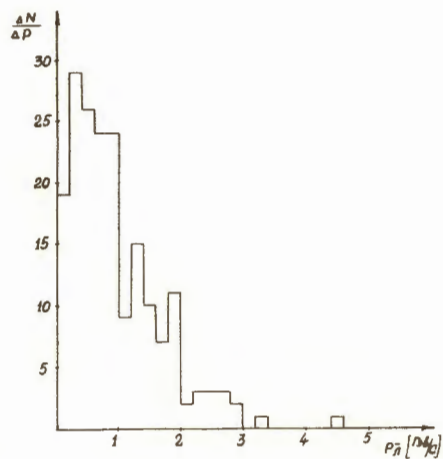


Рис. 5. Распределение импульсов отрицательных частиц в лабораторной системе из 5-лучевых звезд без странных частиц.

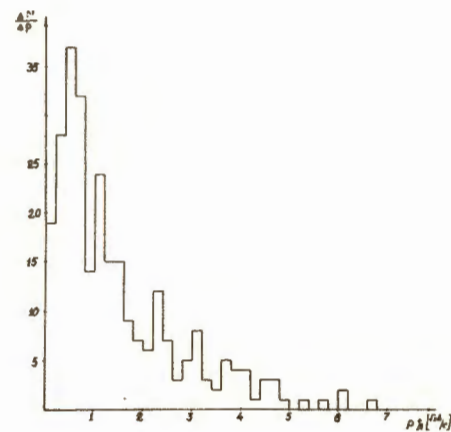


Рис. 6. Распределение импульсов положительных частиц в лабораторной системе из 5-лучевых звезд без странных частиц.

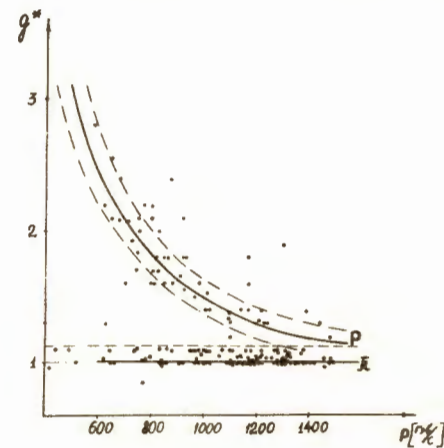


Рис. 7. Результаты измерения относительной ионизации g^* . Сплошные кривые - теоретические.