

5538

ЭКЗ. ЧИТ. ЗАЛА

СООБЩЕНИЯ
ОБЪЕДИНЕННОГО
ИНСТИТУТА
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ

Дубна

1 - 5538



А.П. Гаспарян, А.В. Никитин, Ю.А. Троян

ПРИМЕНЕНИЕ
ФУНКЦИИ БАЛАНСА ЭНЕРГИИ
К РАЗДЕЛЕНИЮ КАНАЛОВ РЕАКЦИЙ
ПРИ ВЫСОКИХ ЭНЕРГИЯХ

ЛАБОРАТОРИЯ ВЫСОКИХ ЭНЕРГИЙ

1970

1 - 5538

А.П. Гаспарян, А.В. Никитин, Ю.А. Троян

**ПРИМЕНЕНИЕ
ФУНКЦИИ БАЛАНСА ЭНЕРГИИ
К РАЗДЕЛЕНИЮ КАНАЛОВ РЕАКЦИЙ
ПРИ ВЫСОКИХ ЭНЕРГИЯХ**

1. В некоторых задачах физики высоких энергий (в области нескольких Гэв) возникают большие трудности при разделении каналов реакций. Они особенно велики в случае облучений нейтральными частицами с широким энергетическим спектром. Обычный χ^2 -метод применим здесь лишь к реакциям, где все вторичные частицы зарегистрированы (3c fit). Выделение других реакций, содержащих одну и более нерегистрируемых вторичных нейтральных частиц, представляет чрезвычайно сложную задачу.

В данной работе мы излагаем метод, который позволяет в части событий с нейтральными вторичными частицами разделить каналы реакций, используя некоторые динамические особенности реакций и следующие из них распределения.

Рассмотрение будет вестись на примере нейтронного облучения пропановой пузырьковой камеры ПК-4 (спектр нейтронов простирается от 2 до 10 Гэв). Обобщение для других случаев производится элементарно.

Среди различных реакций взаимодействия нейтронов с водородом существуют реакции

$$n p \rightarrow n p \pi^+ \pi^- (m \pi^0), \quad (1)$$

$$n p \rightarrow n p \pi^+ \pi^+ \pi^- \pi^- (m \pi^0), \quad (2)$$

где $m = 0, 1, 2, \dots$

Напишем выражение для функции баланса энергии:

$$f = E_n + m_p - E_\epsilon - \sqrt{(\vec{P}_n - \vec{P}_\epsilon)^2 + m_0^2}.$$

Здесь E_n - энергия налетающего нейтрона, m_p - масса протона-мишени, E_ϵ - суммарная энергия видимых заряженных частиц в определенном предположении об их массах, \vec{P}_ϵ - суммарный импульс видимых заряженных частиц, m_0 - эффективная масса улетевших нейтральных частиц. Подробное исследование поведения функции f дано в работе/1/. При стремлении P_n к ∞ получаем ее асимптотическое значение:

$$f_\infty = P_\epsilon \cos \theta_\epsilon - E_\epsilon + m_p . \quad (II)$$

Здесь $\cos \theta_\epsilon$ - угол суммарного импульса всех видимых заряженных частиц с направлением налетающего нейтрона. Остальные обозначения - те же, что и в формуле (1). Все величины взяты в лаб. системе. Таким образом, асимптотическое значение f_∞ определяется суммой продольных составляющих импульсов зарегистрированных частиц и их суммарной энергией. Распределения по асимптоте событий из каналов реакций $np \rightarrow np \pi^+ \pi^-$ и $np \rightarrow np \pi^+ \pi^- \pi^0$, генерированных при помощи программы ФОРС с учётом угловых распределений нуклонов в с.ц.м. для разных импульсов налетающих нейтронов, представлены на рис. 1 (сплошная линия - канал $np \pi^+ \pi^-$, пунктир - $np \pi^+ \pi^- \pi^0$). Видно, что при всех импульсах налетающих нейтронов значительная доля событий канала $np \pi^+ \pi^-$ группируется при малых значениях f_∞ , в то время как события канала $np \pi^+ \pi^- \pi^0$ сдвинуты вправо по отношению к реакции $np \pi^+ \pi^-$. При моделировании реакций угловое распределение нуклонов взято в виде симметричного двурогого распределения, в котором нуклоны сосредоточены в двух интервалах с $|\cos \theta_N^*| > 0,8$. Такой вид распределения не противоречит всем имеющимся в литературе данным по NN - взаимодействиям при энергиях выше 2 Гэв.

Существует некоторое критическое значение f_∞ , ниже которого событий с рождением дополнительного π^0 -мезона вообще быть не может.

Для понимания этого факта рассмотрим случай, когда нуклоны разлетаются под углами 0° и 180° в с.ц.м., а рождающиеся π -мезоны покоятся в с.ц.м. Для реакций

$$n p \rightarrow n p \pi^+ \pi^- \quad (3)$$

$$\text{и } n p \rightarrow n p \pi^+ \pi^- \pi^0 \quad (4)$$

этому будут соответствовать рисунки

$$\begin{array}{c} \leftarrow p \quad \begin{array}{c} \pi^+ \\ 0 \\ 0 \\ \pi^- \end{array} \quad n \rightarrow \end{array} \quad (3)$$

$$\begin{array}{c} \leftarrow p \quad \begin{array}{c} \pi^+ \\ 0 \\ 0 \\ \pi^0 \end{array} \quad \begin{array}{c} \pi^- \\ 0 \end{array} \quad n \rightarrow \end{array} \quad (4)$$

Мы выбрали такое направление движения протона потому, что именно в этом случае получаются малые значения f_∞ :

$$f'_\infty = P_p + P_{\pi^+} + P_{\pi^-} - E_p - E_{\pi^+} - E_{\pi^-} + m_p ; \text{ при малом}$$

$$P_p (P_p \approx 0) \text{ и } P_{\pi^+} \approx P_{\pi^-} \approx E_{\pi^+} \approx E_{\pi^-} \text{ имеем } f'_\infty \approx 0 .$$

Рассмотрим реакцию (3). Для нее в с.ц.м.:

$$E^* = 2 m_\pi + 2 \sqrt{P_{p3}^{*2} + m_N^2} ,$$

$$E_{p3}^* = \frac{E^* - 2m_\pi}{2},$$

$$P_{p3} = \sqrt{\left(\frac{E^* - 2m_\pi}{2}\right)^2 - m_N^2}.$$

Здесь мы пренебрегаем различием масс протона и нейтрона.

$$\begin{aligned} f'_{\infty_3} &= P_{p3} + P_{\pi+} + P_{\pi-} - E_{p3} - E_{\pi+} - E_{\pi-} + m_p = \\ &= \gamma_c (E_{p3}^* \beta_c - P_{p3}^*) + 2\gamma_c \beta_c m_\pi - \gamma_c (E_{p3}^* - \beta_c P_{p3}^*) - \\ &\quad - 2\gamma_c m_\pi + m_p = \\ &= \gamma_c [E_{p3}^* (\beta_c - 1) + (\beta_c - 1) P_{p3}^*] + 2\gamma_c (\beta_c - 1) m_\pi + m_p. \end{aligned}$$

Выражение для f'_{∞_4} будет при той же начальной энергии:

$$f'_{\infty_4} = \gamma_c [E_{p4}^* (\beta_c - 1) + (\beta_c - 1) P_{p4}^*] + 2\gamma_c (\beta_c - 1) m_\pi + m_p.$$

В этом случае можно написать (пренебрегая разницей масс заряженного и нейтрального π -мезонов):

$$E^* = 3m_\pi + 2 \sqrt{P_{p_4}^* + m_N^2},$$

$$E_{p_4}^* = \frac{E^* - 3m_\pi}{2},$$

$$P_{p_4}^* = \sqrt{\left(\frac{E^* - 3m_\pi}{2}\right)^2 - m_N^2}.$$

Тогда

$$\begin{aligned} f'_{\infty 4} - f'_{\infty 3} &= \gamma_c (1 - \beta_c) [E_{p_3}^* - E_{p_4}^* + P_{p_3}^* - P_{p_4}^*] = \\ &= \gamma_c (1 - \beta_c) \left[\frac{m_\pi}{2} + \sqrt{\left(\frac{E^* - 2m_\pi}{2}\right)^2 - m_N^2} - \sqrt{\left(\frac{E^* - 3m_\pi}{2}\right)^2 - m_N^2} \right] > 0. \end{aligned}$$

При импульсе падающего нейтрона $P_n = 5$ Гэв/с $f'_{\infty 4} - f'_{\infty 3} = 0,054$ Гэв, что по величине близко к значению, полученному из моделированных событий (см. рис. 1). При этом само значение $f'_{\infty 3}$ порядка 0.

Для реакций



получаем при $P_n = 5$ Гэв/с $f'_{\infty 6} - f'_{\infty 5} = 0,054$, т.е. в звездах с большей множественностью эффект сдвига асимптотических значений в случаях с рождением и без рождения π^0 -мезона также должен присутствовать:

$$f'_{\infty 6} - f'_{\infty 5} = \gamma_c (1 - \beta_0) \left[\frac{m_\pi}{2} + \sqrt{\left(\frac{E^* - 4 m_\pi}{2}\right)^2 - m_N^2} - \sqrt{\left(\frac{E^* - 5 m_\pi}{2}\right)^2 - m_N^2} \right].$$

Из приведенных формул следует, что сдвиг больше при меньших начальных энергиях, что и проявляется в моделированных событиях.

Сам характер распределений по асимптоте зависит существенно от динамики взаимодействий для реакций с вторичными нейтральными частицами (для реакций со всеми зарегистрированными событиями это не так, что мы увидим ниже).

Распределение по асимптоте экспериментальных событий из канала $n p \rightarrow n p \pi^+ \pi^- (m \pi^0)$, $m = 0, 1, 2, \dots$, выделенных методами, изложенными в работе^{/2/}, представлено на рис. 2. Здесь сплошной линией изображено распределение всех событий, пунктирной линией - распределение событий, содержащих γ -кванты, умноженное на соответствующий вес (5,69). В распределения входят события, взятые по всему спектру падающих нейтронов. Из рис. 2 видно, что область с $f_\infty < 0,16$ значительно обогащена реакциями $n p \pi^+ \pi^-$. Доля реакций $n p \pi^+ \pi^-$, попадающих в интервал с $f_\infty < 0,16$, по отношению ко всем реакциям $n p \pi^+ \pi^-$ составляет $\approx 45\%$, в то время как доля реакций $n p \pi^+ \pi^- \pi^0$ с $f_\infty < 0,16$ по отношению ко всем реакциям $n p \pi^+ \pi^- \pi^0$ составляет лишь 16%, хотя соотношение между реакциями $n p \pi^+ \pi^-$ и $n p \pi^+ \pi^- \pi^0$ равно 1:1,25 (44,4% и 55,6% всего канала $n p \pi^+ \pi^- (m \pi^0)$, $m = 0, 1, 2, \dots$).

Аналогичные распределения для канала $n p \rightarrow n p \pi^+ \pi^+ \pi^- \pi^- (m \pi^0)$ $m = 0, 1, 2, \dots$ представлены на рис. 3. Сплошная линия представляет

распределение всех событий, пунктирная - события того же канала, содержащие γ -кванты, умноженные на соответствующий вес. В этом распределении нет, как и в предыдущем случае, такой яркой концентрации случаев при малых значениях асимптоты, что отражает тот факт, что при большом числе частиц в конечном состоянии взаимодействие имеет другой динамический характер, оно менее "периферично".

2. Изложенные выше соображения и факты дают возможность улучшить разделение каналов реакций в нейтронном облучении и уточнить значение импульса налетающего нейтрона в данном событии. Если ранее^{/2/} для каждого события, не содержащего γ -кванта или не обладающего характерной кинематикой (оба нуклона летят в одну сторону в с.ц.м. при минимальном импульсе падающего нейтрона), приходилось вычислять 2 импульса (P_{\min} и $P_{\text{оц}}$) и приписывать определенные вероятности событию иметь один или другой начальный импульс, то теперь в значительной доле случаев мы точно знаем, что отсутствует дополнительный π^0 -мезон и, следовательно, точно знаем импульс налетающего нейтрона. Поясним сказанное подробнее.

Методами работы^{/2/} выделяются события типа $n p \rightarrow n p \pi^+ \pi^- (m \pi^0)$. Для них строится распределение по асимптоте (рис. 2). Затем мы полагаем, что при $f_\infty < 0,16$ находятся только события реакции $n p \rightarrow n p \pi^+ \pi^-$. Импульс налетающего нейтрона определяется для них из решения уравнения

$$f = E_n + m_p - E_\epsilon - \sqrt{(P_n - P_\epsilon)^2 + m_n^2} = 0,$$

т.е. точно известен. Примесь в эти события реакций с дополнительным π^0 -мезоном составляет, по нашим оценкам, в нашем эксперименте примерно 23%. В событиях с $f_\infty > 0,16$ снова для каждого события вычисляются 2 импульса (P_{\min} и $P_{\text{оц}}$) и с определенной вероятностью событию приписывается тот или другой импульс. Напомним, что такое оценочный импульс. Он получается при решении уравнения $f = 0$, когда m_0 полагается равным некоторой средней эффективной массе улетевших нейтрона и π^0 -мезона. Сдвиг этого импульса по отношению к минимальному ($m_0 = m_n$) в линейном приближении равен

$$\Delta P_n = P_{\text{оц}} - P_{\text{min}} = \frac{m_{\text{эфф}}^2 - m_n^2}{2[f_{\infty} + (E_{\epsilon} - m_p)(1 - \beta_n^{\text{min}})]} \quad (\text{III})$$

Положим пока $\beta_n^{\text{min}} = 1$. Тогда

$$\Delta P_n = \frac{m^2 - m_n^2}{2f_{\infty}} \quad (\text{IV})$$

Видно, что при малых асимптотах этот сдвиг может оказаться очень большим. Например, для принятой у нас эффективной массы $m_{\text{эфф}} = 1,37$ Гэв и $f_{\infty} = 0,08$ $\Delta P_n = 6,26$ Гэв/с. При этом часть событий может иметь оценочный импульс больше предельно допустимого. Для таких событий мы полагали $P_n = 10,7$ Гэв/с, т.е. импульс падающего нейтрона равен граничному. Как видно из приведенных распределений по асимптоте, в события с $P_{\text{оц}} = 10,7$ попадало значительное количество случаев реакции $np \rightarrow \pi^+ \pi^-$, где вообще не нужно определять $P_{\text{оц}}$ и где импульс падающего нейтрона равен P_{min} . Это приводило к появлению всплеска на конце определенного нами ранее спектра падающих нейтронов (рис. 4 – пунктирная кривая). После применения процедуры разделения каналов $np \rightarrow \pi^+ \pi^-$ и $np \rightarrow \pi^+ \pi^- \pi^0$ по асимптоте этот всплеск исчезает и спектр принимает форму, изображенную сплошной линией на рис. 4.

Для событий с большим значением асимптоты сдвиг оценочного импульса по отношению к минимальному гораздо меньше (для $f_{\infty} = 0,32$ $\Delta P_n = 1,56$), а на конце распределения f_{∞} совсем мал. Если учесть, что из-за ошибок измерения в пропановой камере мы определяем импульс падающего нейтрона из решения уравнения $f = 0$ с точностью порядка 1 Гэв/с, то можно сказать, что в подавляющем числе событий канала $np \rightarrow \pi^+ \pi^- (m \pi^0)$ мы знаем P_n достаточно точно (для возможностей ПК-4).

Итак, применение функции баланса энергии дает нам возможность в условиях пропановой камеры и широкого спектра падающих нейтральных частиц улучшить разделение каналов реакций и уточнить значение импульса первичной частицы, вызвавшей данное взаимодействие. Подчеркнем, что

существенную роль при этом играет динамика взаимодействия и очень важно, что камера имеет хотя и небольшую, но конечную чувствительность к регистрации γ -квантов.

3. Рассмотренный выше пример применения распределения асимптотического значения баланса энергии касался случая с идентифицированными вторичными частицами. Действительно, речь шла, например, о реакции $p \rightarrow p \pi^+ \pi^-$ ($m \pi^0$), где протон и π^+ -мезон были идентифицированы, было известно, что среди вторичных нейтральных частиц находился нейтрон, и задача заключалась в выделении в этих реакциях событий с $m = 0$.

Можно указать и другой случай применения распределения событий по асимптоте. Рассмотрим снова выражение (1):

$$f = E_n + m_p - E_\epsilon - E_0 .$$

Здесь мы обозначили через $E_0 = \sqrt{(\vec{P}_n - \vec{P}_\epsilon)^2 + m_0^2}$ энергию улетевших нейтральных частиц. Из выражения $f_\infty = P_{||} - E_\epsilon + m_p$ ($P_{||} = P_\epsilon \cos \theta_\epsilon$) находим $-E_\epsilon + m_p = -P_{||} + f_\infty$. Подставляя результат в (1), получаем:

$$f = E_n - P_{||} + f_\infty - E_0 . \quad (IV)$$

При выполнении закона сохранения энергии $f = 0$, и мы имеем:

$$f_\infty = -E_n + P_{||} + E_0 , \quad (V)$$

или

$$\begin{aligned} f_\infty &= -E_n + P_n + E_0 + P_{||} - P_n = -(E_n - P_n) + E_0 - (P_n - P_{||}) = \\ &= -(E_n - P_n) + \sqrt{(P_n - P_{||})^2 + P_\perp^2 + m_0^2} - (P_n - P_{||}) . \end{aligned}$$

Здесь P_{\perp} - суммарный поперечный импульс всех видимых зарегистрированных частиц.

В случае, когда все вторичные частицы зарегистрированы, например для реакции $n p \rightarrow p p \pi^{-}$, мы имеем $P_n = P_{\parallel}$, $P_{\perp} = 0$, $m_0 = 0$ и

$$f_{\infty} = - (E_n - P_n) \quad (VII)$$

Отсюда следует, что для реакций, где все вторичные частицы зарегистрированы, значения асимптот всегда отрицательны и можно указать область (или точное значение в случае известного импульса налетающих частиц), где они должны располагаться. Например, в случае нашего нейтронного облучения спектр нейтронов простирается от 2 до 10 Гэв и, следовательно, асимптоты для реакции $n p \rightarrow p p \pi^{-}$ должны лежать в области от $-0,21$ до $-0,04$ Гэв. Конечно, ошибки измерений несколько расширяют эту область. На рис. 5 представлено распределение по асимптотам событий реакции $n p \rightarrow p p \pi^{-}$, выделенных методом χ^2 на пленках нейтронного облучения ПК-4. Отметим, что распределение по асимптоте для событий, где все вторичные частицы зарегистрированы, не зависит от динамики процесса, как следует из формулы (VII), а определяется лишь ошибками измерений и спектром первичного пучка. Особенно интересен случай взаимодействий γ - квантов, в котором для реакций, где все вторичные частицы зарегистрированы, $f_{\infty} \cong 0$. Значение асимптоты для реакций, например, $\gamma p \rightarrow p \pi^{+} \pi^{-}$ расположено около нуля, и ширина распределения будет определяться только ошибками измерений вторичных частиц при любых энергиях γ -квантов.

Можно предложить метод, облегчающий выделение реакций, в которых зарегистрированы все вторичные частицы. Например, для выделения реакции $n p \rightarrow p p \pi^{-}$ сначала во всех событиях 3-лучевых звезд до идентификации следов вычисляются f_{∞} в предположении, что все положительные следы - протоны. Затем для дальнейшего анализа отбираются только те события, у которых функция f_{∞} , сосчитанная таким образом, оказывается в нужной области, и лишь эти события подвергаются дальнейшей χ^2 -процедуре для окончательного выделения событий реакции $n p \rightarrow p p \pi^{-}$. На рис. 6 представлено распределение f_{∞} для всех

трехлучевых звезд (без реакции $p p \rightarrow p p \pi^-$), вычисленное в предположении, что все вторичные положительные частицы — протоны. В область от $-0,21$ до $-0,04$ попадает лишь $1/5$ всех звезд. Таким образом, можно сильно уменьшить время, необходимое для счета по fit-программе. Если желательно работать с событиями $p p \rightarrow p p \pi^-$ лишь в узком участке спектра, то выигрыш во времени при обработке может быть очень значительным, так как вычисления самих f_∞ занимают ничтожное время.

Итак, распределение событий по величине асимптотического значения баланса энергии позволяет даже в случае облучения пропановой камеры нейтронами широкого спектра отделить значительную долю событий реакции $p p \rightarrow p p \pi^+ \pi^-$ от реакций с дополнительными π^0 -мезонами и, во-вторых, сильно облегчить выделение реакций, где зарегистрированы все вторичные частицы (например, реакции $p p \rightarrow p p \pi^-$).

Возможность использования этого метода для облучений γ -квантами, π -мезонных облучений, облучений с большим (абсолютным) энергетическим разбросом пучка требует дальнейшего исследования.

Л и т е р а т у р а

1. Р.М. Джабар-заде, В.И. Мороз, А.В. Никитин, А.И. Родионов, Э. Рупп, Ю.А. Троян, Б.А. Шахбазян. Препринт ОИЯИ, 1957, Дубна, 1965.
2. В.И. Мороз, А.В. Никитин, Ю.А. Троян. ЯФ, 9, вып.3, стр. 565 (1969).

Рукопись поступила в издательский отдел

24 декабря 1970 года.

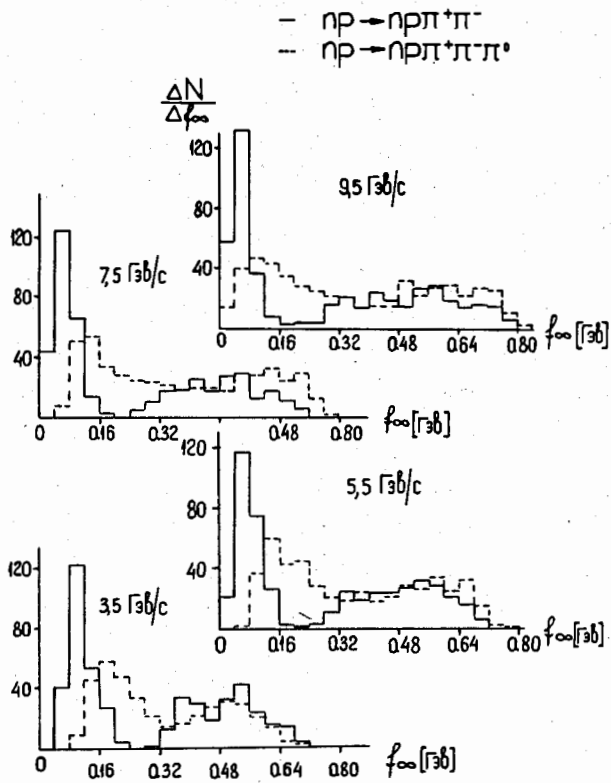


Рис. 1. Распределения по асимптоте событий реакции $n p \rightarrow n p \pi^+ \pi^-$ (сплошная линия) и $n p \rightarrow n p \pi^+ \pi^- \pi^0$ (пунктирная линия), генерированных при помощи программы ФОРС при разных импульсах налетающих нейтронов. При моделировании везде $|\cos \theta_N^*| > 0,8$.

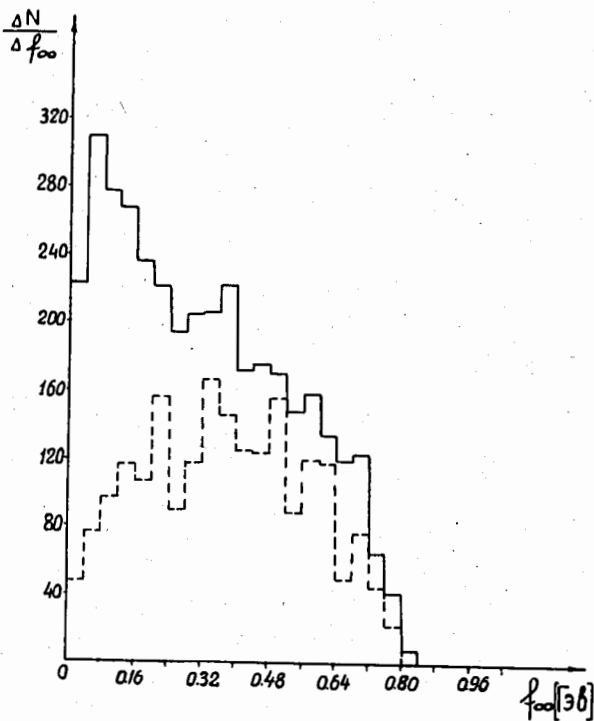


Рис. 2. Распределение по асимптоте экспериментальных событий. Сплошная линия - весь канал $\pi^+ \pi^- (m \pi^0)$, $m = 0, 1, 2, \dots$. Пунктир - события этого канала, содержащие γ -кванты, умноженные на соответствующий вес.

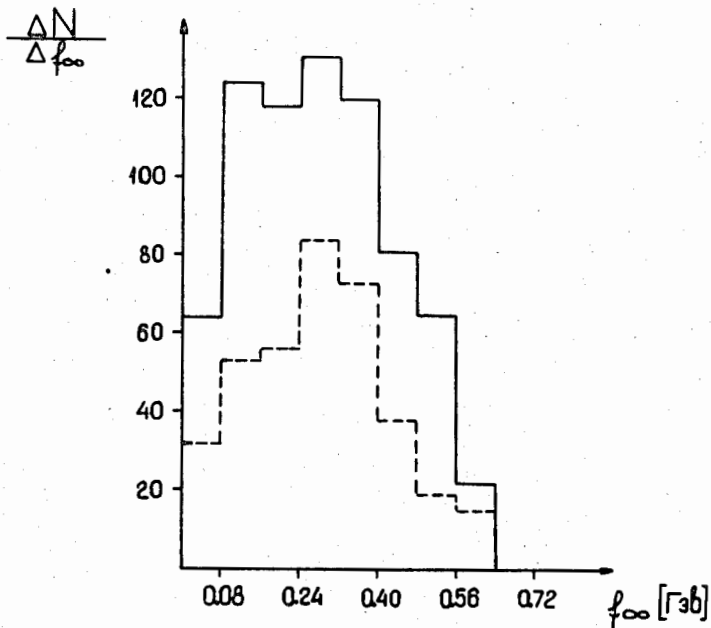


Рис. 3. Распределение по асимптоте экспериментальных событий. Сплошная линия - весь канал $\pi^+\pi^+\pi^-\pi^- (m \pi^0)$, $m = 0, 1, 2, \dots$. Пунктир - события этого канала, содержащие γ -кванты, умноженные на соответствующий вес.

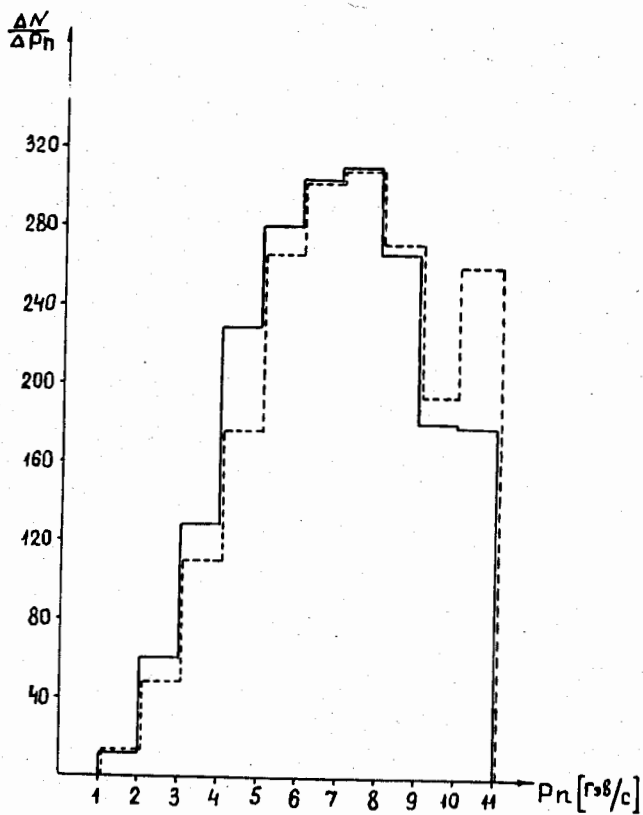


Рис. 4. Спектр нейтронов, падающих на камеру. Пунктир - старый спектр. Сплошная линия - спектр, построенный после применения процедуры разложения каналов по асимптоте.

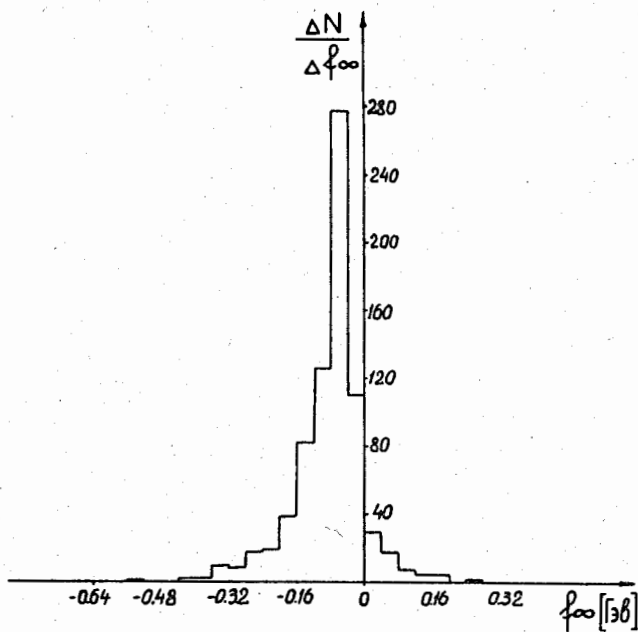


Рис. 5. Распределение по асимптоте событий реакции $p p \rightarrow p p \pi^-$.

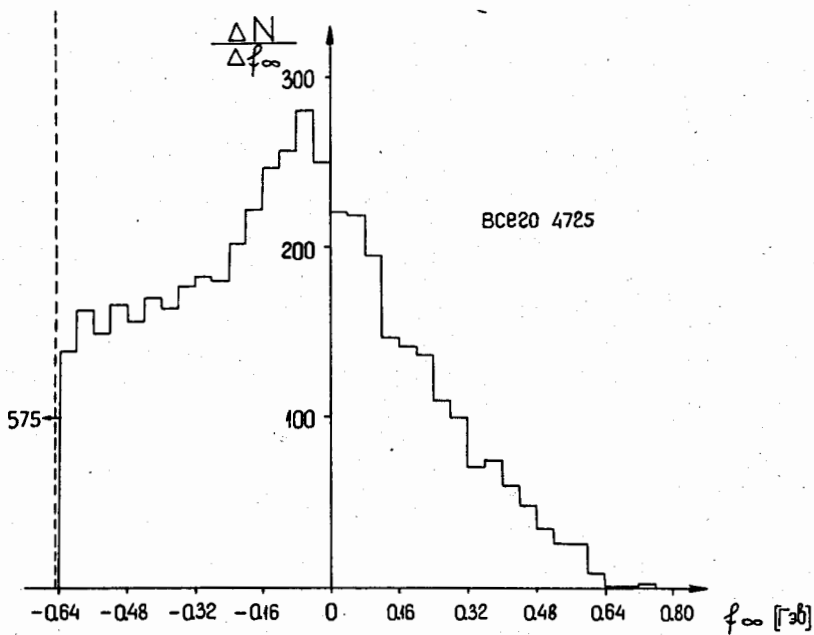


Рис. 6. Распределение по асимптоте всех событий трехлучевых звезд (без реакции $p r \rightarrow p r \pi^-$). Все положительные частицы считаются протонами.