

СЗУЧ.1Р

Д-82

23/10-7

СООБЩЕНИЯ
ОБЪЕДИНЕННОГО
ИНСТИТУТА
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ

Дубна



P1 - 5123 e

О.В. Думбрайс, Г.И. Копылов

ЛАБОРАТОРИЯ ВЫСОКИХ ЭНЕРГИЙ

ОБ ИДЕНТИФИКАЦИИ РЕАКЦИЙ
ПРИ ВЫСОКИХ ЭНЕРГИЯХ

1970

P1 - 5123

О.В. Думбрайс, Г.И. Копылов

8413/2 чр
ОБ ИДЕНТИФИКАЦИИ РЕАКЦИЙ
ПРИ ВЫСОКИХ ЭНЕРГИЯХ



Обычные методы идентификации реакций при высоких энергиях непригодны. Абсолютная погрешность измерения импульсов становится сравнимой с массой π^0 -мезона, не позволяя отделять друг от друга реакции с рождением нейтральных частиц. Показано /1/, что при 40 Гэв хорошо выделяются лишь реакции без рождения нейтральных частиц. Зато гипотезе о рождении π^0 -мезона удовлетворяют при этих энергиях случаи, в которых рождаются вместо π^0 -мезона нейтрон, два π^0 -мезона или в которых вообще нет нейтральных частиц.

В поисках путей выделения реакций с нейтральными частицами мы обратились к идее использовать информацию о рождении резонансов /2/. Представим для определенности, что идет реакция



Мы не можем ее отделить от реакций



Если бы, однако, реакция (1) шла путем



и ширина ρ -мезона была бы мала, то добавочное требование $m_{\pi-\pi^0} = m_{\rho}$, может быть, позволило бы отделить случаи реакции (4) от (2) и (3).

В этой работе мы приводим результат численного эксперимента по проверке этой идеи.

На основе рассуждений работы /2/ выписаны функционалы идентификации реакции (4) и описаны ход и основные выводы эксперимента. Оказывается, большая ширина ρ -мезона не препятствует реализации идеи: реакция (4) не в пример лучше чем (1) отделяется от (2) и (3). Однако возникает добавочная трудность: новый функционал плохо отделяет друг от друга реакции с рождением резонансов R^- с близкими массами, например,



и даже



Окончательный вывод таков: предлагаемый метод отделяет события, в которых эффективная масса системы ($\pi^- +$ нейтральные частицы) сравнительно невелика, от других событий.

Разделение по каналам системы ($\pi^- +$ нейтральные частицы) по-прежнему невозможно.

1. "Резонансные функционалы"

В /2/ было показано, что когда реакция характеризуется быстро меняющейся амплитудой \mathcal{M} , то в функционал ее идентификации можно добавить член $-\ln \mathcal{M}^2$; это равнозначно наложению добавочной не очень жесткой связи на импульсы и может облегчить идентификацию.

В случае реакции (1) обычный функционал ее идентификации таков

$$\chi^2(p\pi^-\pi^0) = \sum_{\alpha=1}^6 \frac{(p_\alpha - \bar{p}_\alpha)^2}{\Delta p_\alpha^2} + \lambda f^{(5)}(p_0, p_\alpha), \quad (7)$$

где \vec{p}_α - измеренные компоненты импульсов частиц p и π^- , а функция $f^{(5)}$ сводит энергетический баланс в предположении, что недостающая частица - π^0 -мезон

$$f^{(5)}(p, p_\alpha) = \omega_0 - \omega_p - \omega_{\pi^-} - \sqrt{(\vec{p}_0 - \vec{p}_p - \vec{p}_{\pi^-})^2 + m_\pi^2}$$

ω_0 и p_0 - импульс и энергия всей системы до взаимодействия.

Проверяя гипотезу, согласно которой реакция (1) течет по каналу (5), мы вводим в (7) логарифм распределения Брейта-Вигнера

$$\chi^2(p, R^-) = \chi^2(p, \pi^- \pi^0) - \ln \frac{m_R - \Gamma_R^-}{(m^2 - m_R^2)^2 + (m_R - \Gamma_R^-)^2} \quad (8)$$

где m - недостающая масса протона

$$m^2 = m_{\text{miss}}^2(p) = (\omega_0 - \omega_p)^2 - (\vec{p}_0 - \vec{p}_p)^2$$

Можно заменить распределение Брейта-Вигнера Гауссовым:

$$\chi^2(p, R^-) = \chi^2(p, \pi^- \pi^0) + C \frac{(m^2 - m_R^-)^2}{(m_R - \Gamma_R^-)^2} \quad (9)$$

Коэффициент C мог быть равен 1 или 2; эта неопределенность отражала несовпадение ширины обоих распределений; в конце концов мы остановились на $C = 2$.

Распределение Брейта-Вигнера мы заменяли также δ -функцией, пренебрегая шириной резонанса

$$\chi^2(p, R^-) = \chi^2(p, \pi^- \pi^0) + \lambda' (m^2 - m_R^-) \quad (10)$$

Ожидаемые средние значения χ^2_{min} в функционалах (7)-(9) должны совпадать ($\langle \chi^2_{\text{min}} \rangle = 1$), а в (10) быть на единицу больше ($\langle \chi^2_{\text{min}} \rangle = 2$). Мы считали, что гипотеза проходит, когда $\chi^2_{\text{min}} < 6$.

2. Численный эксперимент был проведен с помощью методики случайных звезд /3/. Программа ФОРС /4/ моделировала $\pi^- p$ -взаимодействия при $p_{\pi^-} = (40 \pm 0,4)$ Гэв. В разыгранные события вносились ожи-

даемая экспериментальная погрешность определения углов ($\Delta \text{tg } \alpha = 0,0076$, $\Delta \beta = 0,0042$ рад) и импульсов ($\frac{\Delta p}{p}$ менялось от 5 до 0,5%). Разыгрывалось по 100 случаев реакций (1-5) и, кроме того, некоторые другие. Разыгранные случайные события пропускались через программы идентификации с функционалами (8)-(10).

На рис. 1 приведены примеры распределений по χ^2_{min} для функционалов (8) и (9). Они отличаются лишь при больших χ^2 : функционал (8) имеет там второй максимум (рис. 2б); он возникает оттого, что с ростом x $\ln x$ слабо меняется, и на результатах идентификации не сказывается.

Прежде чем выяснить, насколько успешно функционал (8-10) выделяет резонансные каналы, мы проверили, насколько они улучшают восстановление правильных импульсов системы $p\rho^-$ по сравнению с функционалом (7). Мы взяли одну из разыгранных случайных звезд типа $\pi^-p \rightarrow p\rho^- \rightarrow p\pi^0$ с точно известными импульсами и сфабриковали из нее сотню звезд, в которых импульсы p и π^- были смещены относительно первоначальных значений по нормальному закону с дисперсией Δp_α^2 . Эти "экспериментальные реализации" одного и того же события мы пропустили через функционалы (7) и (8). Мы искали следы систематического смещения восстановленных программой событий относительно их истинных параметров. Для этого моменты отклонений компонент импульсов p_α от их истинного значения p_α^0 усреднялись по всем реализациям

$$\langle (p_\alpha - p_\alpha^0)^n \rangle = \frac{1}{N} \sum_1^{100} \left(\frac{p_\alpha - p_\alpha^0}{\Delta p_\alpha} \right)^n \quad n = 1, 2. \quad (11)$$

Оказалось, что смещение оценок, к которому теоретически должен приводить функционал (8), практически незаметно: она не отличается, в пределах статистического разброса, от смещения, даваемого функционалом (7). Кроме того, мы сравнили квадраты отклонений от истинных событий, усредненные по разным событиям (а не поразным реализациям одного события) для функционалов (7) и (8). Для этого мы вычисляли в каждом событии

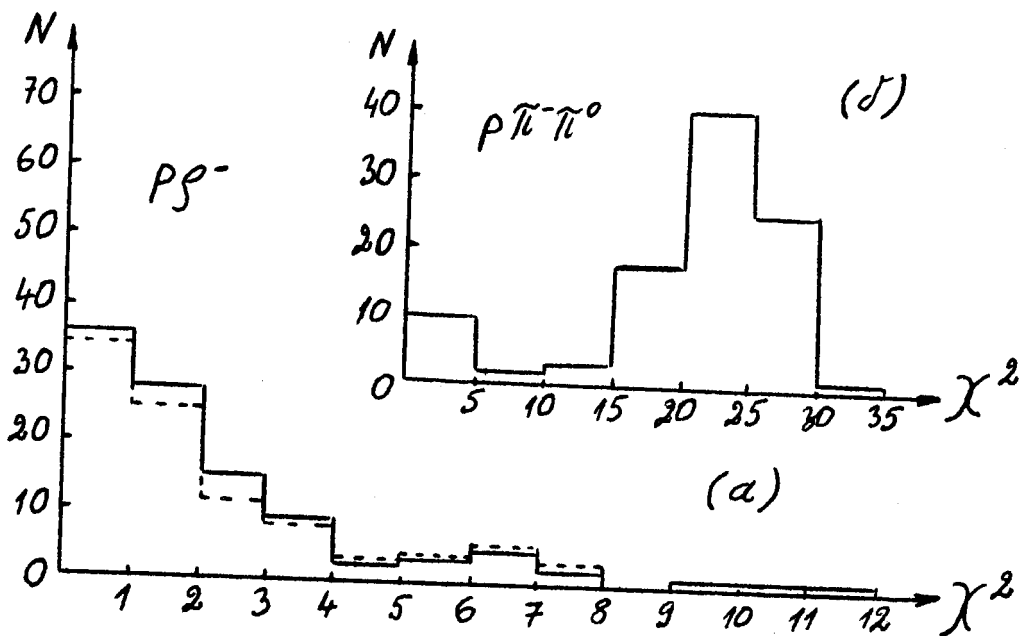


Рис. 1. (а) Распределение по χ^2 ста событий $\pi^- p \rightarrow \rho^- \rho^+$ для функционала (8) (сплошная линия) и (9) при $C=2$ (пунктирная линия); (б) Распределение по χ^2 ста событий $\rho^- \pi^+ \rightarrow \pi^- \pi^0$ для функционала (8).

$$K_i = \sum_{i=1}^6 \frac{(p_{\alpha} - p_{\alpha}^0)^2}{\Delta p_{\alpha}^2} \quad (12)$$

и затем взяли среднее K по всем событиям. Оказалось, что новый функционал (8) дает хотя и небольшое (на 6%), но систематическое уменьшение $\langle K \rangle$ (из 58 рассмотренных случаев уменьшение наблюдалось у 45). Мы приходим к выводу, что оба функционала дают одинаково хорошие оценки для событий типа $p\rho^-$.

3. Результаты идентификации реакций с помощью функционалов (7)-(8) приведены в табл. 1 при двух уровнях погрешностей: $1 - \frac{\Delta p}{p} = 5\%$, $\Delta p_{\pi} = 0,4$ Гэв, $1 - \frac{\Delta p}{p} = 0,5\%$, $\Delta p_{\pi} = 0,2$ Гэв. В скобках приведены данные, взятые из работы /1/. Из таблицы видно, что как это отмечено в /1/, обычный функционал хорошо отделяет реакцию $p\pi^-$ (вообще реакции, где нет незаряженных частиц) от реакций с нейтральными частицами; последние реакции гипотезе $p\rho^-$ не удовлетворяют. Однако каналы реакций $p\pi-\pi^0$, $\pi^+\pi^-n$, $p\pi-\pi^0\pi^0$ друг от друга не отличимы. Введение нового функционала меняет дело: гипотезе $p\rho^-$ каналы $p\pi-\pi^0$, $\pi^+\pi^-n$, $p\pi-\pi^0\pi^0$ удовлетворяют плохо. Это значит, что резонансный канал $p\rho^-$ можно (конечно, вместе с фоновыми событиями такими, что $m_{\pi\pi} = m_{\rho}$) с помощью функционала (8)-(9) отделить от нерезонансных реакций. Этот вывод не зависит от ширины резонанса. Пропуская через программу идентификации события типа (1)-(4), мы меняли в функционалах (8), (9) ширину искомого резонанса Γ_{ρ} от 120 до 1 Мэв. При этом сами значения χ^2_{\min} почти не менялись, поэтому оставался неизменным и процент событий, удовлетворявших гипотезе о рождении ρ -мезона. Следовательно, считая резонансы бесконечно узкими, мы не изменим результатов идентификации. Изменяются лишь выдаваемые программой значения $m_{\pi\pi}$, их спектр приобретет новую ширину Γ_{ρ} , но гипотезе о рождении резонанса будут удовлетворять те же события. Иными словами, если мы хотим только отделять каналы реакции, не заботясь о точном восстановлении импульсов, то можно пользоваться самыми простыми функционалами (10), в которых резонанс считается стабильной частью.

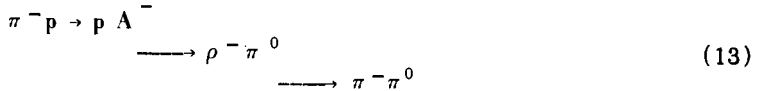
Таблица I

Моделируемая реакция	Гипотезы									
	$p\bar{\pi}^0\pi^0$		$\pi^+\pi^-\pi$		$p\bar{\pi}^-$		$p\bar{p}^-$		$p\bar{R}(12)$	
	I	II	I		I		I	II	I	II
$p\bar{\pi}^-$	91(63)	53	(76)	(100)	84		29	47		
$p\bar{\pi}^-\pi^0$	98	98	(98)	(0)	II		0	4		
$\pi^+\pi^-\pi$	(92)	63	(100)	(0)	6		2	4		
$p\bar{\pi}^-\pi^0\pi^0$	(45)	20	(39)	(I)	0		0	0		
$p\bar{p}^-$	98	96	90	0	88		83	56		
$p\bar{p}^-\pi^0$					< 8					
$pA \rightarrow p\bar{\pi}^0$					76					
$\pi^+\Delta_{33}$					82			59		

4. Явление "втягивания"

Хотя "резонансный функционал" (8)-(10) позволяет отделять резонансные каналы от прочих, дальнейшие опыты привели к неутешительному результату: он не отделяет один резонансный канал от другого.

Мы разыграли события типа $\pi^- p \rightarrow \rho R^- \rightarrow \rho \pi^- \pi^0$ для разных значений m_{R^-} и проверяли, какая доля их удовлетворяет гипотезе о том, что шла реакция $\pi^- p \rightarrow \rho \rho^-$. Результат приведен на рис. 2: даже резонансы R^- с $m_{R^-} = 1,7$ Гэв при 5% уровне погрешностей могут сойти за ρ^- -мезоны; при уменьшении погрешности в импульсе до 0,5% события с $m_{R^-} = 1,2$ Гэв все еще в 50% случаев выглядят, как $\rho \rho^-$. Более того, события типа



с массой $m(A^-) = 1,26$ в 76% случаев удовлетворяли при $\Delta p_a = 5\%$ гипотезе $\rho \rho^-$. И даже события совсем другого типа



прошли по этой гипотезе в 82% случаев. Это означает, что практически все резонансные реакции, в которых эффективная масса $m_{\text{эфф}}$ системы ($\pi^- +$ нейтральная частица) невелика ($\approx < 2$ Гэв), неразличимы друг от друга, хотя и отделимы от реакций с $m_{\text{эфф}} \gg 2$ Гэв.

Мы назвали это явление "втягиванием" и не будучи в состоянии с ним бороться, решили по крайней мере изучить его. Явление состоит в том, что функционалы типа (8)-(10) втягивают массы пар $\pi\pi, \pi n$, в область, где $m_{\text{эфф}} \approx m_{\rho}$. Иными словами, "резонансные функционалы" сами фабрикуют те резонансы, которыми мы интересуемся. Когда $m_{\pi\pi}$ или $m_{\pi n}$ сильно отличается от m_R , то это приводит лишь к повышению χ_{\min}^2 , но не мешает подгонке $m_{\pi\pi}, m_{\pi n}$ под m_R . Ширина области $m_{\text{эфф}}$, в которой χ_{\min}^2 еще невелико, позволяющая удовлетворить проверяемой гипотезе, определяется не шириной иско-

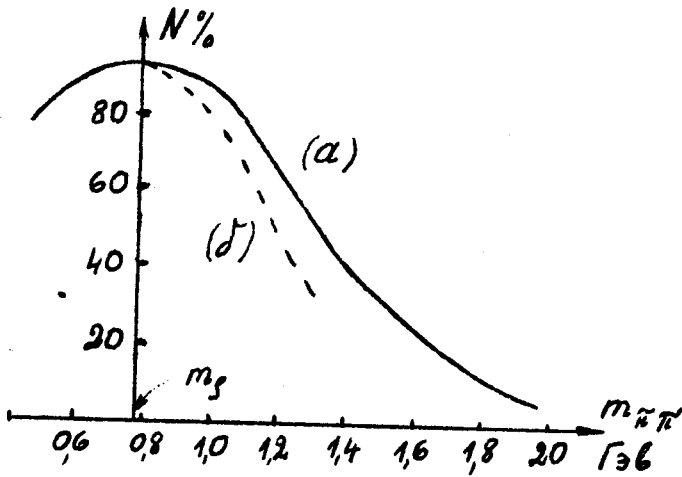


Рис. 2. Процент событий $\pi \rightarrow r \rightarrow R \rightarrow r \pi \rightarrow \pi^0$, удовлетворяющих гипотезе $\pi \rightarrow r \rightarrow r \pi \rightarrow r \pi \rightarrow \pi^0$ как функция m_R - а) при 5%-ной погрешности импульсов, б) при 0,5%-ной погрешности импульсов.

мого резонанса, а погрешностью импульсов; при $\Delta p_a \approx 5\%$ она тянется до 2 Гэв. Поэтому гипотезе $\rho\rho^-$ удовлетворяют и события $\pi^+\Delta$ ($m_\Delta < 2$ Гэв), и события $\rho A^- \rightarrow \rho - \pi^0$ ($m_{\rho-\pi^0} = m_A < 2$ Гэв) и т.д. Реакция (1) не удовлетворяет этой гипотезе потому, что спектр $m_{\pi\pi}$ в ней сильно растянут (до 7,8 Гэв) и большая часть событий имеет $m_{\pi\pi} > 2$ Гэв. Если бы динамика реакции (1) смещала пик в спектре $m_{\pi\pi}$ в область малых значений, то и (1) прошла бы по гипотезе (4).

В то же время при хороших точностях измерения импульсов и при низких энергиях (когда $\Delta p_a \ll m_\pi$) втягивание было бы незаметно. Тогда резонансные функционалы выполнили бы свою задачу. При высоких точностях хороши и обычные функционалы (7); они предпочтительнее, так как опираются на меньшее число предположений. Заметим, что втягивание присуще и обычному функционалу (7): в нем недостающая масса $\rho\pi^-$ насильственно подгоняется под массу π^0 -мезона. Моделирование показало, что реакция $\pi^- p \rightarrow \rho\pi^- \pi^0 \pi^0$ удовлетворяет гипотезе $\pi^- p \rightarrow \rho\pi^- \pi^0$, когда масса $m_{\pi^0\pi^0}$ отличается от m_{π^0} на 0,2-0,3 Гэв и более, и лишь при больших значениях $m_{\pi^0\pi^0}$ перестает проходить по этой гипотезе. Разница лишь в том, что наименьшее $m_{\pi^0\pi^0}$ отличается от m_{π^0} на 0,14 Гэв, и этот интервал при хорошей точности измерения импульсов может оказаться достаточно велик для того, чтобы втягивание исчезло. Так как пустого промежутка масс $m_{\pi\pi}$ между реакциями $\pi^- p \rightarrow \rho R^-$ и $\pi^- p \rightarrow \rho \pi^- \pi^0$ нет, то "резонансный функционал" (8)-(10) втягивает в область резонанса R^- фоновые события из окрестных интервалов и при малых погрешностях.

В ы в о д ы

Резонансные функционалы позволяют в принципе отделять каналы с рождением резонансов от других каналов. Но при высоких энергиях и больших погрешностях в измерении импульсов они не позволяют отделять резонансные каналы друг от друга, а просто разбивают события на два класса - на те, у которых эффективная масса системы " $\pi^- +$ нейтральные частицы" не превосходит 2 Гэв, и на все прочие. Вопрос об идентификации реакций при высоких энергиях остается открытым.

Мы благодарны В.Пеневу, В. Морозу, Р. Ледниக்குму, М. Подгорецкому за ценные советы.

Л и т е р а т у р а

1. Е.Н. Кладницкая, В.Е. Комолова и др. Сообщения ОИЯИ 1-4283, Дубна, 1969.
2. Г.И. Копылов. Сообщения ОИЯИ Р1-4419, Дубна, 1969.
3. Г.И. Копылов. ЖЭТФ, 35, 426, 1958; 39, 1091, 1960.
4. В.Е. Комолова, Г.И. Копылов. Препринт ОИЯИ Р-2027, Дубна, 1964; Р-3193, Дубна, 1967.

Рукопись поступила в издательский отдел
20 мая 1970 года.