

5666

ЭКЗ. ЧИТ. ЗАЛА

ОБЪЕДИНЕННЫЙ  
ИНСТИТУТ  
ЯДЕРНЫХ  
ИССЛЕДОВАНИЙ

Дубна.

P 1-5666



Г. И. Копылов

ЛАБОРАТОРИЯ ВЫСОКИХ ЭНЕРГИЙ

ВОЗМОЖНОСТИ  
ИНТЕРФЕРОМЕТРИИ РЕЗОНАНСОВ

1971

P 1- 5666

Г.И. Копылов

ВОЗМОЖНОСТИ  
ИНТЕРФЕРОМЕТРИИ РЕЗОНАНСОВ

Направлено в ЯФ

**Научно-техническая  
библиотека  
ОИЯИ**

## §1. Введение

В работе <sup>/1/</sup> была рассмотрена интерференция тождественных частиц 1,2, из которых одна рождается совместно с каким-то резонансом

R массы  $m_R$ , а другая появляется в результате распада резонанса. В этом случае основные черты процесса определяются суммой амплитуд двух неразличимых каскадов

$$0 \rightarrow 1 + R \quad \text{и} \quad 0 \rightarrow 2 + R \quad (1.1)$$

$$\quad \quad \quad \downarrow \quad \quad \quad \quad \quad \quad \quad \downarrow$$

$$\quad \quad \quad 2 + 3 \quad \quad \quad \quad \quad \quad \quad 1 + 3$$

Было показано, что когда ширина  $\Gamma_R$  резонанса мала и эффективные массы пар 23, 13, 12 удовлетворяют условиям

$$m_{13} \approx m_R, \quad m_{23} \approx m_R, \quad m_{12} \approx 2m_1 \quad (1.2)$$

(приближенным равенством мы считаем отличие не более чем на величину порядка  $\Gamma_R$ ), то разность

$$\rho = \frac{1}{2} (m_{13}^2 - m_{23}^2) \quad (1.3)$$

распределена по закону Брейта-Вигнера

$$\frac{dW}{d\rho} = 1 \pm \frac{1}{1 + (\rho/m_R \Gamma_R)^2} \quad (1.4)$$

с шириной, вдвое большей, чем ширина резонанса  $R$ . Это обстоятельство приводит к новому способу измерения ширины резонансов, по-видимому, особенно интересному, если ширина мала.

Пик (1.4) получается после усреднения по

$$x = (m_0^2 - m_{12}^2 - 2m_R^2 + \sum_1^3 m_i^2) / 2m_R \Gamma_R \quad (1.5)$$

Оно может быть произведено варьированием либо начальной массы  $m_0$ , либо  $m_{12}$  в интервале

$$m_{12}^2 - 4m_1^2 < \kappa m_R \Gamma_R \quad (1.6)$$

или варьированием  $m_{13}, m_{23}$  внутри квадрата

$$m_R^2 - \kappa m_R \Gamma_R \leq (m_{13}^2, m_{23}^2) \leq m_R^2 + \kappa m_R \Gamma_R, \quad (1.7)$$

где  $\kappa$  - величина порядка единицы.

Интерференционные явления в физике элементарных частиц и в оптике во многом сходны. Это сходство, отмеченное уже в <sup>/1/</sup>, более подробно прослежено в §2 настоящей работы, где показано, что измерения спектра  $\rho$  позволяют получить пространственно-временные характеристики резонанса. Имеются и различия, и §§3,4 посвящены выяснению этих новых по сравнению с оптикой черт интерференционных явлений. К их появлению приводит наличие у интерферирующих частиц массы покоя, а также реальная возможность наблюдать каждый отдельный акт рождения тождественных частиц. В §3 показано, что задание импульса  $\vec{p}_0$  и направления наблюдения  $\vec{n}$  тождественных частиц определяет импульсы всех частиц, участвующих в реакции; это позволяет идентифицировать резонансы в процессе (1.1), наблюдая лишь тождественные частицы и не регистрируя других частиц, и делает возможным в принципе создание "интерферометра резонансов".

Содержание §4 связано с существованием у частиц с массой покоя максимальных углов вылета. В таких "предельных конфигурациях" требования к точности измерения энергий тождественных частиц могут быть сильно понижены, это позволит, вероятно, точнее измерять ширину резонансов. Конфигурации, близкие к предельным, используются для другой цели, а именно, для регулируемого условиями опыта "растяжения" интерференционных пиков. В некоторых условиях вместо спектра разности масс пар 13 и 23 можно снимать спектр разности энергий тождественных частиц. Ширина пика в этом спектре тоже пропорциональна ширине резонанса, но с коэффициентом, величину которого можно регулировать по желанию экспериментатора. Это также может помочь в измерении ширины узких резонансов.

Соображения, развиваемые здесь, представляют собой дальнейшую детализацию идей работы <sup>/1/</sup>. Они носят предварительный характер в том смысле, что вопрос о статистике, необходимой для факти-

ческого наблюдения описываемых интерференционных явлений, должен быть еще решен с помощью, например, моделирования.

## §2. Измерение пространственно-временных характеристик резонанса<sup>x/</sup>

Измерение корреляций между фотонами в опыте Брауна-Твисса<sup>/2/</sup> позволяет узнать размеры звезды. Точно так же в случае интерференции резонансных амплитуд измерения корреляции между тождественными частицами дают оценку распадного пробега и времени жизни резонанса (или расстояния между частицами, см. ниже).

1. Перепишем выражение для  $\rho$  (1.3), введя в него 4-импульсы  $p_{13}$  и  $p_{23}$  резонансов в системах 13 и 23:

$$\rho = \frac{1}{2} (p_{13}^2 - p_{23}^2) = \frac{1}{2} (p_{13} + p_{23}) (p_1 - p_2). \quad (2.1)$$

Из двух возможных при данных  $p_1$ ,  $p_2$ ,  $p_3$  импульсов резонанса  $R$  —  $p_{13}$  и  $p_{23}$  — образуем среднеарифметический и обозначим его  $p_R$ . Тогда

$$\rho = p_R (p_1 - p_2). \quad (2.2)$$

Чем ближе  $p_1$  к  $p_2$ , тем меньше отличается  $p_R$  от импульса каждого из двух резонансов,  $p_{13}$  или  $p_{23}$ . Ширина кривой (1.4) определяется условием  $|y| \equiv |\rho| / m_R \Gamma_R \approx 1$ . Мы перепишем его в лабораторной системе отсчёта:

---

<sup>x/</sup> Этот параграф написан совместно с М.И. Подгоречким.

$$|y| = |\omega_R (\omega_1 - \omega_2) - \vec{p}_R (\vec{p}_1 - \vec{p}_2)| / m_R \Gamma_R \approx 1.$$

В эту формулу можно ввести пространственные характеристики резонанса. Учтём, что  $\Gamma_R = \hbar / \tau$ , где  $\tau$  — среднее время жизни покоящегося резонанса. Величина  $\vec{p}_R \tau / m \equiv \vec{s}$  есть средний пробег резонансов в системах 13 и 23 в направлении  $\vec{p}_R$ , а  $\omega_R \tau / m_R \equiv t$  — среднее время жизни этих резонансов в л.с. Стало быть, для событий из области резонансного пика с  $\vec{p}_1 \approx \vec{p}_2$  имеем

$$|t(\omega_1 - \omega_2) - \vec{s}(\vec{p}_1 - \vec{p}_2)| \sim \hbar. \quad (2.3)$$

Векторы  $\vec{s}$ ,  $\vec{p}_1$ ,  $\vec{p}_2$  будем задавать их проекциями  $s_{\parallel}$ ,  $p_{1\parallel}$ ,  $p_{2\parallel}$  на направление  $\vec{n}$  суммы импульсов  $\vec{p}_1 + \vec{p}_2$  и на плоскость, перпендикулярную этому направлению  $\vec{s}_{\perp}$ ,  $\vec{p}_{1\perp}$ ,  $\vec{p}_{2\perp}$ <sup>x/</sup> (рис. 1а). Тогда:

$$|t(\omega_1 - \omega_2) - s_{\parallel}(p_{1\parallel} - p_{2\parallel}) - \vec{s}_{\perp}(\vec{p}_{1\perp} - \vec{p}_{2\perp})| \sim \hbar. \quad (2.4)$$

Будем отбирать лишь такие события, в которых какие-нибудь три из четырех членов левой части (2.4) обращаются в нуль. Тогда спектр оставшейся величины позволит оценить среднее значение  $t$  (или  $s_{\parallel}$ , или  $s_{\perp}$ ) для отобранных конфигураций. Так, события с

$$\omega_1 = \omega_2, p_{1\parallel} = p_{2\parallel} \quad \text{и} \quad \vec{p}_{1\perp} - \vec{p}_{2\perp} \parallel \vec{p}_{R\perp} \quad (2.5)$$

x/

Например,  $\vec{s}_{\perp} = \vec{s} - \vec{n}(\vec{n} \cdot \vec{s})$  и т.д.

оставят из (2.4) лишь  $s_{\perp} (|\vec{p}_{1\perp}| + |\vec{p}_{2\perp}|) \gg \hbar$  (рис. 16). Следовательно, распределение по  $|\vec{p}_{1\perp}| + |\vec{p}_{2\perp}|$  в таких конфигурациях дает оценку для  $s_{\perp}$  -среднего пробега резонанса поперек направления вылета тождественных частиц, или, -что то же самое - оценку расстояния между тождественными частицами, отмеренного поперек их движения. Если к тому же импульс  $p_R$  в таких конфигурациях фиксирован, то значение  $s_{\perp} = p_{R\perp} \tau / m_R$  позволит вычислить время жизни  $\tau$  резонанса.

Заметим, что требование фиксировать  $p_R$  не противоречит необходимости усреднять по  $x$  в области (1.2) для получения формулы (1.4), поскольку импульс узкого резонанса может оставаться практически неизменным при варьировании переменных по этой области.

Следует иметь в виду, что не всякую тройку членов соотношения (2.4) можно одновременно обратить в нуль и не всякий оставшийся член (2.4) может обеспечить в своих вариациях промеры всей резонансной линии. Четыре компоненты 4-вектора  $p_1 - p_2$  не являются независимыми, из очевидного равенства

$$(p_1 + p_2)(p_1 - p_2) = 0 \quad (2.6)$$

следует связь между  $\Delta \omega = \omega_1 - \omega_2$  и  $\Delta p_{\parallel} = p_{1\parallel} - p_{2\parallel}$  :

$$\Delta \omega = v_{12} \Delta p_{\parallel}, \quad (2.7)$$

где

$$\vec{v}_{12} = \vec{p}_{12} / \omega_{12}, \quad \vec{p}_{12} = \vec{p}_1 + \vec{p}_2, \quad \omega_{12} = \omega_1 + \omega_2. \quad (2.8)$$



Вектор  $\vec{\Delta p}_{\perp} = \vec{p}_{1\perp} - \vec{p}_{2\perp}$  можно характеризовать его направлением  $\vec{N}$  и углом разлета  $\psi$  частиц 1 и 2:

$$\vec{\Delta p}_{\perp} = p_{12} (\psi / 2) \vec{N} .$$

Введем еще "среднюю" скорость резонанса  $R$  :  $\vec{v}_R = \frac{\vec{p}_{13} + \vec{p}_{23}}{\omega_{13} + \omega_{23}}$  .

Тогда левую часть (2.4) можно представить в виде суммы независимых членов

$$y = t (v_{12} - \vec{v}_R \vec{n}) \Delta p_{\parallel} - (\vec{s}_{\perp} \vec{N}) p_{12} (\psi / 2) . \quad (2.9)$$

Эта формула похожа на приведенную в <sup>/1/</sup> формулу

$$y = \omega_0 \left( 1 - \frac{\vec{v}_0 \vec{n}}{v_{12}} \right) \Delta \omega - (\vec{p}_0 \vec{N}) p_{12} (\psi / 2) , \quad (2.10)$$

но в отличие от нее позволяет непосредственно продемонстрировать связь спектра  $y$  с пространственно-временными свойствами резонанса.

Рассмотрим, например, коэффициент при  $\Delta p_{\parallel}$  в (2.9). Его смысл станет особенно прозрачен, если отобразить конфигурации с  $\vec{s}_{\perp} \vec{N} = 0$  или  $\psi = 0$  (рис. 1в). Тогда

$$y = (t v_{12} - t \vec{v}_R \vec{n}) . \quad (2.11)$$

Частица 1 образуется в точке А одновременно с резонансом R , поэтому  $t v_{12}$  - это ее пробег в направлении  $\vec{n}$  до момента распада резонанса R ; в этот момент образуется частица 2, и  $t \vec{v}_R \vec{n}$  - это ее удаление от точки А в направлении  $\vec{n}$  , а

$$t v_{12} - t v_R n = s_{1||} - s_{2||} = \Delta s_{||} -$$

расстояние между тождественными частицами в направлении их движения<sup>x/</sup>. Следовательно, отбирая среди конфигураций, в которых либо  $\vec{s}_{\perp} \vec{N} = 0$  , либо  $\psi = 0$  , события с одними и теми же скоростями резонанса и строя для них распределения по  $\Delta p_{||}$  , мы получим расстояние между тождественными частицами в этих конфигурациях

$$|\Delta s_{||}| \sim \hbar / |\Delta p_{||}|. \quad (2.12)$$

2. Если по условиям опыта обращен в нуль один из членов формул (2.9) или (2.10), то вариации оставшегося члена могут обеспечить промеры всей резонансной линии.

Для доказательства удобно применить тождество

$$(p_1 - p_2)^2 = -(m_{12}^2 - 4m_1^2). \quad (2.13)$$

Расписанное по компонентам, оно с учётом (2.7) позволяет связать

$$\frac{\Delta p_{\perp}}{x/} \text{ (или } \psi \text{) с } \Delta p_{||} :$$

Особый интерес представляют конфигурации, в которых  $\Delta s_{||} = 0$ , но  $\psi \neq 0$  (рис. 1г); они описаны в §4.

$$|\Delta p_{\perp}| = (m_{12}^2 - 4m_1^2 - \frac{m_{12}^2}{\omega_{12}^2} \Delta p_{\parallel}^2)^{1/2} \quad (2.14)$$

На квадрате (1.7) разность  $m_{12}^2 - 4m_1^2$  меняется на величину порядка  $m_R \Gamma_R$  (см. (1.6)). Поэтому формула (2.9) представляет величину  $y$ , вариации которой в районе пика имеют порядок 1, в виде разности двух членов, изменяющихся в гораздо большем интервале порядка  $\sqrt{m_R}/\Gamma_R$ . Следовательно, в конфигурациях, в которых  $\psi = 0$ , спектр  $y$  может быть снят с помощью измерений разности энергий  $\Delta \omega$ , а в конфигурациях с одинаковыми энергиями ( $\omega_1 = \omega_2$ ) спектр  $y$  можно получить из угловых измерений. В обоих случаях величина оставшегося в (2.9), (2.10) члена (а значит, и величина  $y$  или  $\rho$ ) определяется значением  $m_{12}$  (см. (2.14)); изменение  $m_{12}^2$  в интервале (1.6) прочертит на квадрате (1.7) одну линию (рис. 2)  $y = y(m_{12}^2)$ ; чтобы проинтегрировать по всем  $x$  (замести этой линией весь квадрат), надо варьировать массу  $m_0$  вокруг значения  $\bar{m}_0$  (см. ниже (3.1)) в интервале

$$(\bar{m}_0^2 - \kappa m_R \Gamma_R, \bar{m}_0^2 + \kappa m_R \Gamma_R) \quad (2.15)$$

### §3. Наблюдение интерференции с помощью спектрометра недостающих масс

1. Как показано в /1/, условия (1.2) одновременно выполняются лишь в некотором интервале  $m_0$  близ

$$\bar{m}_0 = (2m_R^2 + m_1^2 + m_2^2 - m_3^2)^{1/2} \quad (3.1)$$

причём импульс  $\vec{p}_0$  произволен. Для каждого данного импульса  $\vec{p}_0$  и направления наблюдения  $\vec{n}$  импульсы тождественных частиц определены тем самым однозначно. В самом деле, при  $m_{12} = 2m_1$  процесс (1.1) можно изобразить распадом 0 на две частицы с массами  $m_{12} = 2m_1$  и  $m_3$ . Тогда импульс и энергия пары 12 определяются углом ее вылета  $\theta$ :

$$\frac{\omega_0^2 - p_0^2 \cos^2 \theta}{m_{12}} \begin{pmatrix} p_{12} \\ \omega_{12} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} p_0 \cos \theta \\ \omega_0 \end{pmatrix} \omega_0^* \pm \begin{pmatrix} \omega_0 \\ p_0 \cos \theta \end{pmatrix} (p_0^{*2} - p_0^2 \sin^2 \theta)^{1/2}, \quad (3.2)$$

где

$$\omega_0^* = (m_0^2 + m_{12}^2 - m_3^2) / 2m_{12}, \quad p_0^* = [(\omega_0^*)^2 - m_0^2]^{1/2}, \quad (3.3)$$

$$m_0 = \bar{m}_0, \quad m_{12} = 2m_1.$$

Только при  $m_0 = \bar{m}_0$  эта формула дает значения  $\vec{p}_{12}$ , достижимые в процессе (1.1). Только при  $m_{12} = 2m_1$  импульс  $\vec{p}_{12}$  определяет  $\vec{p}_1$  и  $\vec{p}_2$  однозначно:

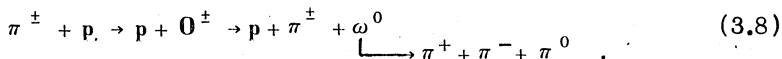
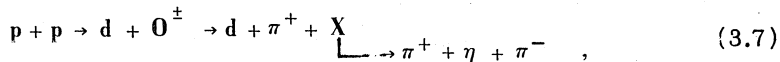
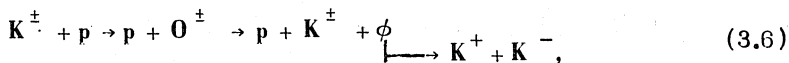
$$\vec{p}_1 = \vec{p}_2 = \frac{1}{2} \vec{p}_{12}, \quad \omega_1 = \omega_2 = \frac{1}{2} \omega_{12}, \quad \theta_1 = \theta_2 = \theta. \quad (3.4)$$

Представим себе все возможные процессы типа (1.1) с разными значениями параметров  $m_1 = m_2$ ,  $m_3$ ,  $m_R$ ,  $m_0$ ,  $\vec{p}_0$ ,  $m_{12}$ ,  $\vec{p}_1$ ,  $\vec{p}_2$ . В пределе  $\Gamma_R \rightarrow 0$  каждому набору значений  $m_1, m_3, m_R, \vec{p}_0, \theta_1$  отвечает лишь одно значение  $p_1$ , при котором наблюдается интерференция (порой два из-за двужначности (3.2)). Любое изменение  $m_3$ ,

$\vec{p}_0, \theta_1$  уведет нас от этой точки. Следовательно, в принципе, чтобы проверить, идет ли на опыте реакция (1.1), достаточно доказать, что 1) зарегистрированному значению  $\vec{p}_0$  отвечает появление событий с расчётными значениями  $\vec{p}_1$  и  $\vec{p}_2$  и 2) при этом наблюдается интерференция, т.е. пик в спектре  $\rho$ . Измерять импульс частицы 3 не требуется, так как  $p_3 = p_0 - p_{12}$  и

$$\rho = -\frac{1}{2} (m_{13}^2 - m_{23}^2) = p_0 (p_1 - p_2). \quad (3.5)$$

2. Это свойство, в принципе, позволяет идентифицировать реакцию (1.1) по наблюдениям только тождественных частиц в установке типа спектрометра недостающих масс (рис. 3а). Пусть система О рождается в реакции типа



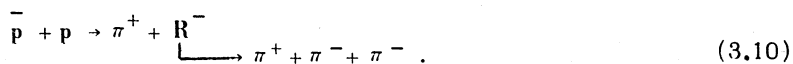
Будем регистрировать протоны в (3.6) (нейтроны в (3.7)) с таким импульсом  $p_p$ , чтобы было обеспечено

$$m_0^2 \equiv (p_{\text{начальн.}} - p_p)^2 = \bar{m}_0^2. \quad (3.9)$$

Задание  $\vec{p}_p$  определит и  $\vec{p}_0$ ; зададимся направлением наблюдения  $\vec{n}$  и будем регистрировать в этом направлении лишь пары тождественных частиц ( $K^\pm K^\pm$  в (3.6),  $\pi^+ \pi^+$  в (3.7)). Наличие пика в спектре  $p$  будет свидетельствовать о существовании реакции (3.6) - (3.7).

Распад резонанса  $R$  на три мезона можно также представить в виде  $R \rightarrow 1 + 3$  с переменной массой  $m_3$ . Поэтому при расчёте положения счётчиков в реакции (3.8) надо задаться значением  $m_3$  и наблюдать лишь системы  $O$  с заданным  $m_3$ . Это значительно ухудшит статистику наблюдений, но в принципе не воспрепятствует наблюдению  $\omega^0$  (или  $\chi^0$ ) лишь по одному из продуктов их распада. Для повышения статистики можно предусмотреть наблюдение частиц отдачи и пар тождественных частиц в широком интервале углов он-лайн с ЭВМ, согласующей импульсы этих частиц по формулам (3.2) (рис. 3б).

Прямое образование пар "резонанс+частица" возможно при аннигиляции антициклонов в реакциях типа



Однако в отличие от реакций типа (3.6)-(3.8) в них есть только одно значение  $p_0$ , при котором  $m_0 = \bar{m}_0$ . Оно получается из равенства

$$2m_p^2 + 2m_p \omega_p = m_0^2 = 2m_R^2 + 2m_\pi^2 - m_3^2. \quad (3.11)$$

Наименьшее значение левой части есть  $4m_p^2$ , поэтому таким способом можно наблюдать рождение резонансов  $R \rightarrow 3\pi$  с массой не ниже  $1,34 \text{ ГэВ}/c^2$ .

#### §4. Предельные конфигурации. Растяжение резонансных пиков

Форма пика может быть точнее промерена в событиях, в которых одна из тождественных частиц вылетает при распаде резонанса под максимально возможным углом  $/1/$ . В §4.1 мы подробнее разберем свойства и смысл таких "предельных конфигураций". Отбор конфигураций, близких к предельным, но не совпадающих с ними, позволяет растянуть спектр  $\Delta\omega$  в несколько раз (§4.2) и тем самым разрешить иногда две близкие резонансные линии (§4.3).

1. Свойства предельных конфигураций в распадах  $0 \rightarrow 12 + 3$  и  $R \rightarrow 1 + 3$  проще всего вывести из двух фактов: 1) при  $m_{12} = 2m_1$  совпадают система покоя частицы 1 и система покоя пары 12 (обозначим эту систему \*); 2) если в системе покоя вторичной частицы первичная оказывается направленной поперек направления  $\vec{n}$  вторичной частицы в л.с., то направление  $\vec{n}$  - предельное.

Законы сохранения для распадов  $0 \rightarrow 12 + 3$  и  $R \rightarrow 1 + 3$  в общей системе \* позволяют связать 4-импульсы  $p_R^*$  и  $p_0^*$  (рис. 4а):

$$\vec{p}_3^* = \vec{p}_0^*, \quad p_3^* = p_R^*, \quad \omega_3^* = \omega_0^* - 2m_1, \quad \omega_3^* = \omega_R^* - m_1. \quad (4.1)$$

Отсюда следует, что условия  $\vec{p}_0^* \vec{n} = 0$  и  $\vec{p}_R^* \vec{n} = 0$  совместны, т.е. когда частица 1 вылетает под предельным углом  $\Theta$  в распаде  $R \rightarrow 1 + 3$ , то пара 12 с  $m_{12} = 2m_1$  вылетает под предельным углом  $\theta$  в распаде  $0 \rightarrow 12 + 3$  (рис. 4б). Углы  $\Theta, \theta$  найдем из (3.2) или из сходной формулы для  $p_1$  и  $\omega_1$  в распаде  $R \rightarrow 1 + 3$ :

$$\sin \theta = p_0^* / p_0, \quad \sin \Theta = p_R^* / p_R. \quad (4.2)$$

Отсюда же найдем и энергию под предельным углом:

$$\omega_{12} = m_{12} \omega_0 / \omega_0^*, \quad \omega_1 = m_1 \omega_0 / \omega_0^* \quad \text{или} \quad \omega_1 = m_1 \omega_R / \omega_R^*, \quad (4.3)$$

и, как следствие, энергию резонанса  $\omega_R = \omega_0 \omega_R^* / \omega_0^*$ . Преобразуя предельную конфигурацию (рис. 4) в л.с., получим важное свойство: проекции скоростей любых частиц на  $\vec{n}$  для нее одинаковы:

$$\vec{v}_0 \vec{n} = \vec{v}_3 \vec{n} = \vec{v}_R \vec{n} = \vec{v}_{12} \vec{n} = \vec{v}_1 \vec{n} = \vec{v}_2 \vec{n} = v_{12} = \sqrt{1 - \left( \frac{\omega_0^*}{\omega_0} \right)^2}. \quad (4.4)$$

В<sup>1/</sup> уже было отмечено, что свойство (4.4) ведет к тому, что в (2.9) или в (2.10) исчезает зависимость от  $\Delta p_{\parallel}$  или от  $\Delta \omega$  (коэффициент при них обращается в нуль) и что при наблюдении предельных конфигураций форму интерференционного пика можно промерить с повышенной точностью: направления, как правило, измеряются точнее энергий. Интерферометры недостающих масс по этой причине следует настраивать на предельные конфигурации. Способ расчёта параметров и эффективности такого устройства приведен в приложении. Примерный характер зависимости параметров предельной конфигурации от массы частицы 3



иллюстрирует рис. 5, где приведены расчёты предельных углов и импульсов под этими углами для реакции (3.8).

Отсутствие на предельных конфигурациях зависимости  $y$  от  $\Delta\omega$  имеет простой физический смысл: когда проекция скорости резонанса на направление  $\vec{n}$  пары 12 совпадает со скоростью этой пары, то дистанция между частицами 1 и 2, отмеряемая вдоль общего направления их движения, равна нулю (рис. 1г); эти частицы одновременно проходят через любую плоскость, перпендикулярную направлению их движения. Нулевой интервал времени приводит к независимости корреляций от разности энергий излучаемых частиц и, в конечном счёте, позволяет измерить спектр величины  $y$  с повышенной точностью.

2. Рассмотрим ситуацию, когда в опыте отбираются лишь такие пары 12, плоскость которых перпендикулярна "плоскости реакции" - плоскости  $(\vec{p}_0, \vec{p}_3)$  или, что то же самое, плоскости  $(\vec{p}_0, \vec{p}_R)$ . Тогда в (2.13) или (2.14) угловой член выпадет, а останется

$$y = \frac{\omega_0}{m_R \Gamma_R} \left( 1 - \frac{\vec{v}_0 \vec{n}}{v_{12}} \right) \Delta\omega. \quad (4.5)$$

Пусть выбрано такое направление наблюдения  $\vec{n}$ , что  $\alpha \equiv |1 - \vec{v}_0 \vec{n} / v_{12}|$  есть малое число, фиксированное с той точностью, какую позволяет ширина резонанса. Это - направление, близкое к предельному (когда  $\alpha = 0$ ), но немного сдвинутое в сторону, притом контролируемым образом. Формула (4.5) утверждает, что на таких "поперечных почти предельных" конфигурациях спектр  $\Delta\omega$  есть спектр  $\rho$ , растянутый в  $\lambda = m_R / \omega_R \alpha$  раз:

$$w(\Delta\omega) = \frac{dW}{d\Delta\omega} \sim 1 + \frac{1}{1 + (\Delta\omega/\Gamma)^2}, \quad (4.6)$$

где  $\Gamma = m_R \Gamma_R / \omega_0 a$  — это полуширина распределения.

Но слишком малые  $a$  могут привести к тому, что удастся промерить лишь часть резонансного пика. Наименьшее  $a$  найдем из условия  $|y| \approx 1$ . Так как  $\Delta\omega_{\max}$  в (4.6) равно

$$p_{12} (1 - 4m_1^2/m_{12}^2)^{1/2} \approx \frac{p_{12}}{m_{12}} \sqrt{m_R \Gamma_R} \quad (\text{см. (2.14), (2.7) и (1.6)}),$$

то

$$a_{\min} = \frac{m_R}{\omega_0} \frac{m_{12}}{p_{12}} \sqrt{\frac{\Gamma_R}{m_R}}. \quad (4.7)$$

Расчёт при  $p_{\pi} = 3$  Гэв/с процесса (3.8) с передачей нуклону импульса 0,3 Гэв/с дает для  $a_{\min}$  величин порядка 0,01–0,02. Будем считать, что требование фиксировать разность скоростей "частицы" 12 и системы 0 на уровне 0,1 не слишком обременительно для эксперимента. Это приведет уже к 5-кратным растяжениям пика  $\rho : \lambda_{\max} \approx 10 m_R / \omega_0 \approx 3 \div 6$  — и, следовательно, к 10-кратным растяжениям пика в спектре  $m_{13}$ .

Применение этого свойства очевидно: когда ширина резонанса сравнима с погрешностью измерения импульсов, такой резонанс удобно перед измерение растянуть. Для этого надо настроить "интерферометр недостающих масс" на "поперечные почти предельные" конфигурации (на рис. 36 система счётчиков  $S_1$  предназначена для протонов отдачи,  $S_2$  — пар 12; требование близости угла наблюдения пары 12 к  $\theta$  ставит в соответствие при каждом значении  $m_3$  каждому счётчику  $S_1$  определенный счётчик  $S_2$ . При наблюдении распада резонанса на две частицы достаточно одной пары  $S_1 S_2$ ).

3. Интересна возможность разрешать в спектре  $\Delta\omega$  тесные и узкие резонансные пики, которые сами по себе не перекрываются, но не могут быть разрешены в спектрах  $m_{13}$  или  $\rho$  из-за ограниченной точности измерений.

Пусть кроме резонанса R по схеме (1.1) может рождаться другой резонанс r с близкой массой  $m_r$  и с шириной  $\Gamma_r$ . Он тоже распадается на те же частицы: 1 и 3 или 2 и 3. Пусть резонансные пики в спектрах  $m_{13}, m_{23}$  с "вершинами" в  $m_R, m_r$  в действительности разрешены:  $|m_R - m_r| \gg \Gamma_R$  и  $\Gamma_r$ , но экспериментальная точность

$\Delta$  разрешения масс не позволяет это увидеть:  $\Delta > |m_R - m_r|$ . Спектр  $\rho$  для этого случая показан на рис. 6 (было взято  $\Gamma_R = \Gamma_r = \Gamma$ ,  $|m_R - m_r| = N\Gamma$ ,  $N=10, 4, 2$ ), он растянут вдвое по сравнению со спектром  $m_{13}$  (см. (1.4)).

Спектр  $\Delta\omega$  повторяет форму спектра  $\rho$  с добавочным коэффициентом растяжения, устанавливаемым условием эксперимента.

Из рисунка, однако, видно, что для перекрывающихся резонансов интерференция приводит и к искажению формы пиков, в частности к уменьшению глубины минимумов, так что реально этот способ применим при достаточно большом (в единицах  $\Gamma$ ) расстоянии между пиками. В случае  $\Gamma_R \gg \Gamma_r$  боковые линии в интерференционной картине будут иметь ширину  $\approx \Gamma_R/2$ , не позволяя тем самым измерить ширину более узкого резонанса.

В заключение я хочу выразить свою глубокую признательность М.И. Подгорецкому, которому принадлежит ряд идей, легших в основу этой работы; я благодарен также В.Г. Гришину за полезные обсуждения.

## Л и т е р а т у р а

1. В.Г. Гришин, Г.И. Копылов, М.И. Подгорецкий. Сообщения ОИЯИ, Р1-5315, Дубна, 1970.
2. R. Hanbury-Brown, R.Q. Twiss. *Phil. Mag.*, 45, 633 (1954).

Рукопись поступила в издательский отдел  
4 марта 1971 года.

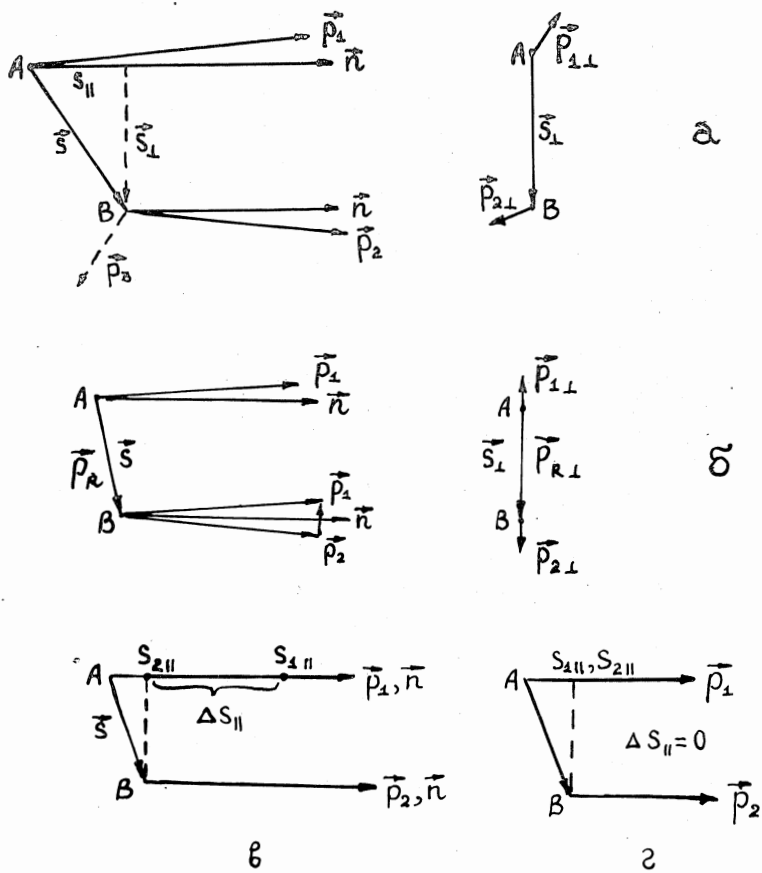


Рис. 1. Картина процесса (1.1) в координатном пространстве, на рис. а) и б) слева - в плоскости реакции, справа - видимая "с ребра". а) - общий случай, б) - измерение поперечного пробела резонанса, в) - продольного, г) - пространственно-временные свойства "предельной конфигурации".

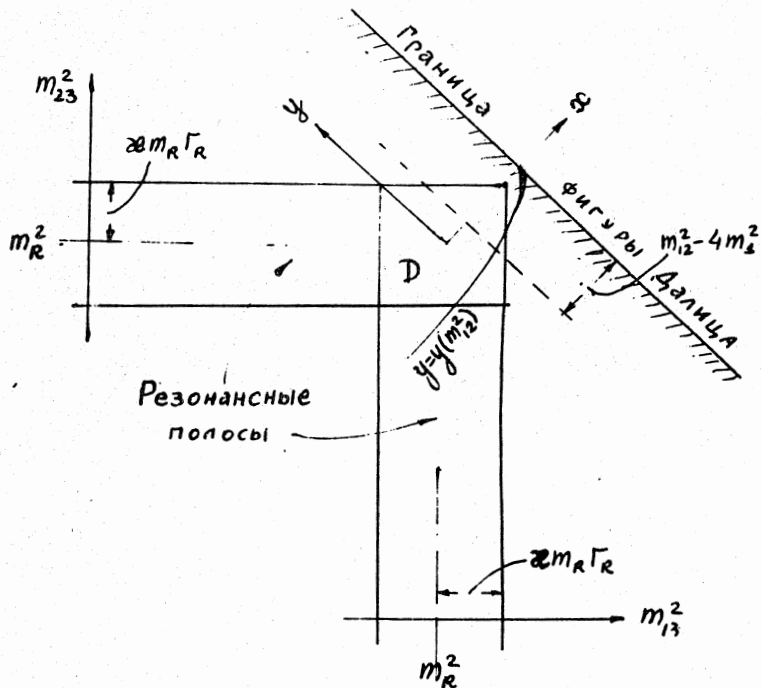


Рис. 2. Часть фигуры Далица процесса  $0 \rightarrow 1+2+3$ ,  $D$  - квадрат, где идет процесс (1.1) и должна наблюдаться интерференция. Расстояния точек фигуры от сторон описанного треугольника равны  $m_{13}^2 - (m_1 + m_3)^2$ ,  $m_{23}^2 - (m_2 + m_3)^2$ ,  $m_{12}^2 - 4m_1^2$  (на рисунке показана гипотенуза треугольника).

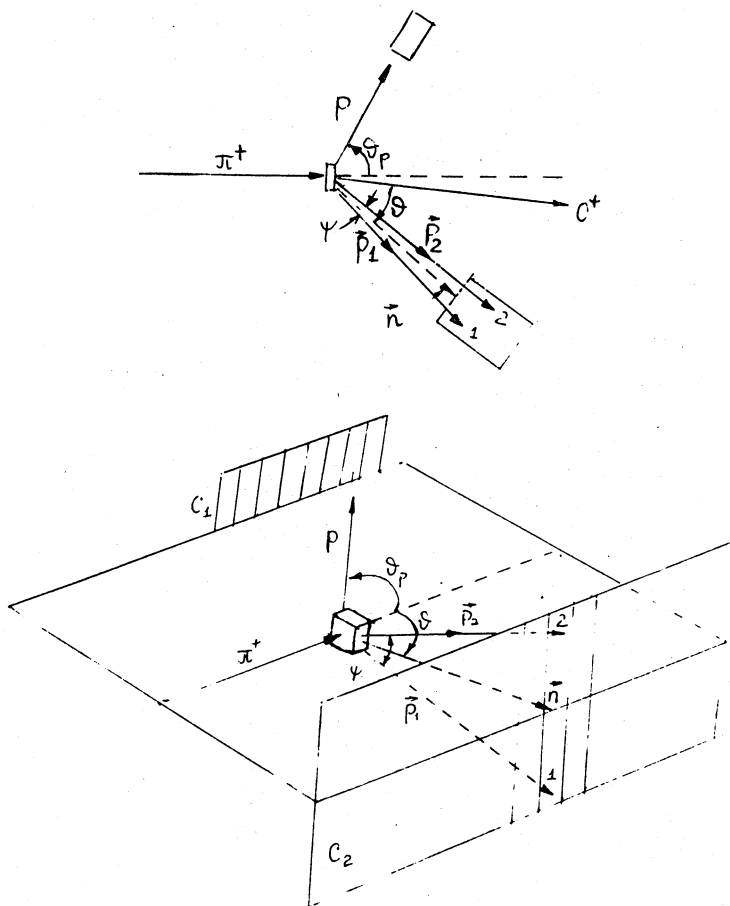


Рис. 3. а) - примерная схема установки, идентифицирующей резонансы по парам тождественных частиц; б) - то же в случае распадов  $R$  на три частицы.

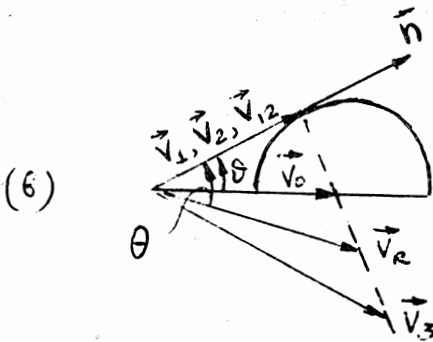
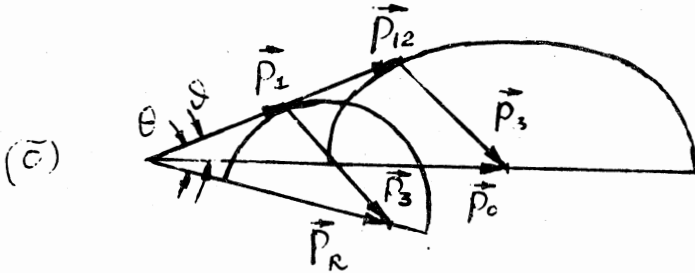
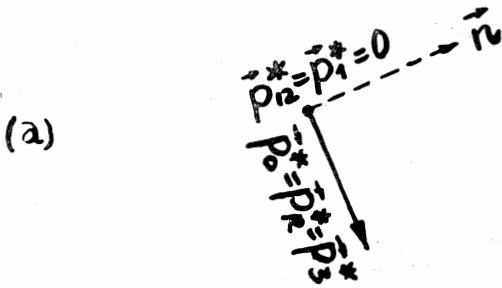


Рис. 4. Реакция (1.1) при вылете частицы 1 под предельным углом, изображенная а) - в системе  $*$ , б) - в импульсном пространстве, в) - в пространстве скоростей.



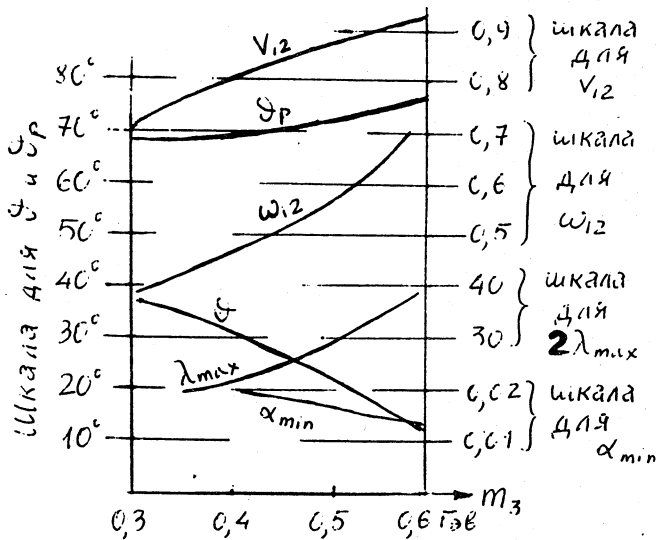


Рис. 5. Расчёт реакции (3.8) при  $p_{\pi} = 3$  ГэВ/с и при передаче импульса протону 0,3 ГэВ/с в интервале масс  $m_3$  от 0,3 до 0,6 ГэВ/с<sup>2</sup>. Показана зависимость  $\theta$ ,  $\theta_p$ ,  $\omega_{12}$ ,  $v_{12}$ ,  $\lambda_{max}$ ,  $\alpha_{min}$  от  $m_3$  при вылете пар 12 под предельными углами  $\theta_{max}$ .

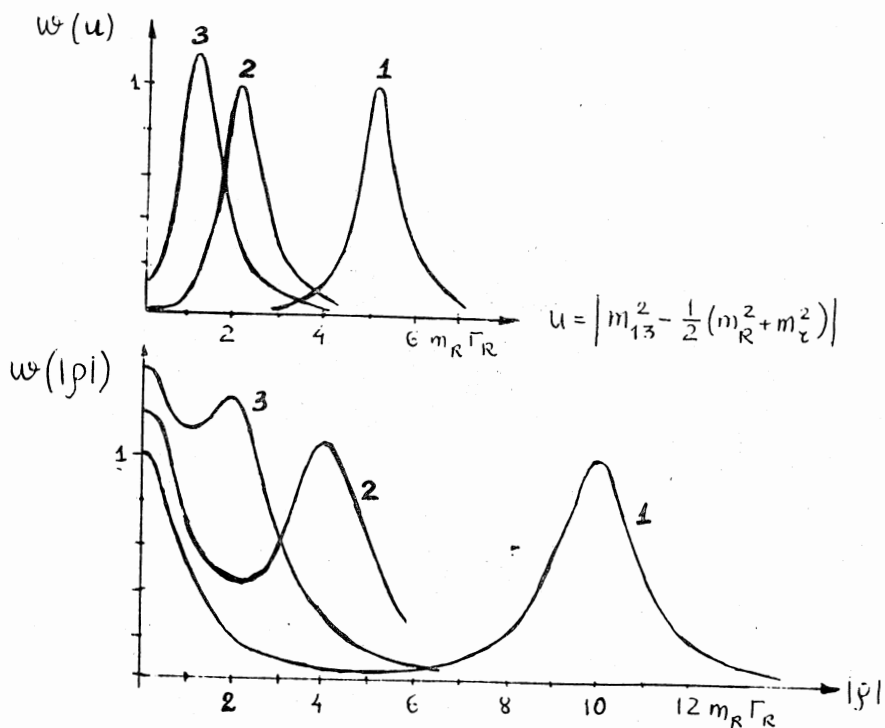


Рис. 6. Вверху - спектр  $m_{13}^2$  при наличии двух резонансов в системе 13 (второй пик получается зеркальным отражением относительно оси  $w$ ), внизу - как будет выглядеть этот спектр в интерференционных опытах. Кривые 1,2,3 соответствуют  $|m_R - m_L| = 10\Gamma, 4\Gamma, 2\Gamma$ .