СООБЩЕНИЯ
ОБЪЕДИНЕННОГО
ИНСТИТУТА
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ

Дубна

P4-95-114

В.К.Хеннер, Т.С.Белозерова[1]

ПЕРЕКРЫВАЮЩИЕСЯ РЕЗОНАНСЫ В МНОГОКАНАЛЬНЫХ РЕАКЦИЯХ

[1] Пермский государственный университет

1995

1 Введение. Формулировка проблемы.

В физике частиц и в ядерной физике формулировка общих принципов резонансного рассеяния при наличии нескольких каналов реакций играет центральную роль для интерпретации теоретических и экспериментальных результатов. Ответ на обычно возникающий при анализе экспериментальных данных и при теоретических построениях вопрос, что можно назвать резонансами, как определить их массы и парциальные ширины, можно получить только используя явно унитарную матрицу рассеяния S.

Обычный способ записи парциальных амплитуд, в котором массы и ширины резонансов фигурируют явно, это формулы Брейта-Вигнера (БВ) [1] и их различные модификации. Именно такие простые и ясно интерпретируемые формулы используются в подавляющем числе случаев при описании экспериментальных данных. Феноменологический характер этих формул в какой-то мере является их положительной чертой, так как позволяет не опираться на динамические модели.

Входящие в эти формулы величины E_R и Γ_R и, в многоканальных задачах, парциальные ширины или брэнчинги распадов резонансов в различные каналы, находятся в результате фитирования экспериментальных данных. Параметры резонансов, найденные именно в результате фитирования с использованием формул типа БВ, и фигурируют в таблицах Particle Data Group.

Сравнение с амплитудами рассеяния, записанными в виде формул типа БВ, необходимы, в частности, и для сопоставления различных теоретических подходов, в рамках которых находится спектр и свойства резонансов. Таким образом, феноменологическая процедура выделения параметров резонансов, чаще всего использующая формулы типа БВ, является основой для сопоставленения различных динамических, например, кварковых моделей.

Особенно корректной такая процедура должна быть при поисках экзотических мезонных резонансов с квантовыми числами обычных $q\bar{q}$ состояния т.к. заключение о том, что то или иное состояние не укладывается в "стандартную" схему возбуждений системы $q\bar{q}$, делается на основании сравнения расчетов в кварковых моделях с анализом экспериментальных данных на основе БВ аппроксимаций.

Формулы БВ в случае одного резонанса и одного или нескольких каналов рассеяния, исходно удовлетворяют условию унитарности. Дополнительная проблема возникает при построении явно унитарной S-матрицы в случае нескольких перекрывающихся резонансов с одинаковыми квантовыми числами таких, что $|E_{R_1} - E_{R_2}| \sim \Gamma_{R_1} + \Gamma_{R_2}$. Очевидно, что в этом случае интерференция между резонансами является центральной частью анализа и ключом к интерпретации полученных результатов. Для учета этой интерференции обычно при записи амплитуды в виде суперпозиции БВ амплитуд перед БВ членами вводятся различные фазовые множители, рассматриваемые как свободные параметры. Однако, и при введении фазовых множителей, и без них явным и неконтролируемым образом нарушается условие унитарности, которое является исходным мотивом при записи амплитуд в БВ-форме.

Проблема построения явно унитарной S-матрицы, использующей формулы, схожие с формулами БВ в случае перекрывающихся резонансов, давно исследуется в ядерной физике и физике элементарных частиц. Первые теории, исходящие из определенных модельных представлений о структуре ядра, были созданы в работах [2,3]. Однако, до сих пор отсутствует явная и простая схема построения унитарной и T-инвариантной S-матрицы требуемого вида в случае нескольких перекрывающихся резонансов при многоканальном рассеянии.

Чтобы сделать суть проблемы совершенно ясной, проиллюстрируем на простом примере одноканального рассеяния некорректность обычно используемого простейшего выражения для амлитуды рассеяния в виде суммы БВ слагаемых в случае перекрывающихся резонансов.

Простейшая формула Брейта-Вигнера для амплитуды резонансного рассеяния на изолированном уровне с определенными квантовыми числами при пренебрежении фоном имеет вид :

$$\mathrm{f} = \frac{\Gamma_1/2}{E - E_1 + i\Gamma_1/2}. \qquad (1)$$

При этом условие унитарности

$$\mathrm{Imf} = -|\mathrm{f}|^2 \qquad (2)$$

выполняется тождественно (именно это вместе с "резонансной" структурой формулы (1) и является основой для формул БВ).

Использование в качестве амплитуды выражения

$$\mathrm{f} = \sum_{n=1}^{N} \frac{\Gamma_n/2}{E - E_n + i\Gamma_n/2}, \qquad (3)$$

немедленно приводит к большому нарушению фундаментального равенства (2). Возьмем, для иллюстрации, конкретный пример с двумя резонансными состояниями.

На рис.1 приведен график $|S(E)|^2$ ($S = I - 2if$), из которого видно, что $|S(E)|^2$ очень существенно отклоняется от унитарного значения 1 даже при сравнительно слабом перекрывании резонансов. Параметры резонансов приведены в подписи к рисунку.

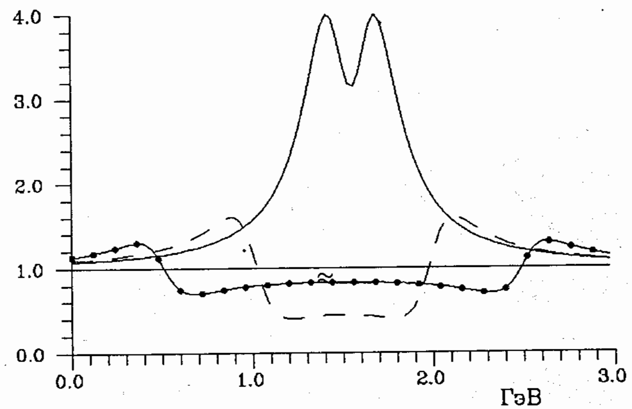

Рис.1 График $|S(E)|^2$: а) —— - $E_1 = 1.45$, $\Gamma_1 = 0.3$, $E_2 = 1.65$, $\Gamma_2 = 0.3$;
б) – – – - $E_1 = 1.00$, $\Gamma_1 = 0.3$, $E_2 = 2.00$, $\Gamma_2 = 0.3$;
в) –•–•– - $E_1 = 0.50$, $\Gamma_1 = 0.3$, $E_2 = 2.5$, $\Gamma_2 = 0.3$.

Из рис.2 видно, что отклонение квадрата амплитуды $|\mathrm{f}|^2$, вычисленной по формуле (3), от значений, вычисленных по формуле (6), сохраняющей унитарность (см. ниже), достигает 30% даже при сравнительно слабом перекрывании резонансов ($E_1 = 1.2, \Gamma_1 = 0.3$, $E_2 = 1.7, \Gamma_2 = 0.3$). При существенном перекрывании резонансов, как, например, в случае семейства векторных ρ' мезонов ($E_{\rho'_1} \approx 1.4$, $\Gamma_{\rho'_1} \approx 0.3$, $E_{\rho'_2} \approx 1.6$, $\Gamma_{\rho'_2} \approx 0.3$, все величины приведены в ГэВ) отклонение достигает 100%.

Заметим, что иногда (в том числе в учебной литературе) предлагается вычислять квадрат амплитуды $|\mathrm{f}|^2$ как сумму квадратов амплитуд отдельных резонансов, то есть

$$|\mathrm{f}|^2 \approx \sum_{n=1}^{N} \left| \frac{\Gamma_n/2}{E - E_n + i\Gamma_n/2} \right|^2, \qquad (4)$$

и в качестве аргумента приводится соображение, что интерференционные члены в этом случае некорректно учитывать как превышающие точность исходного выражения (3). Из рис.2 видно, что этот способ расчета неприемлем даже при хорошо разнесенных резонансах (отклонение квадрата амплитуды, вычисленного по формуле (4) весьма существенно и вне окрестностей полюсов E_1 и E_2).

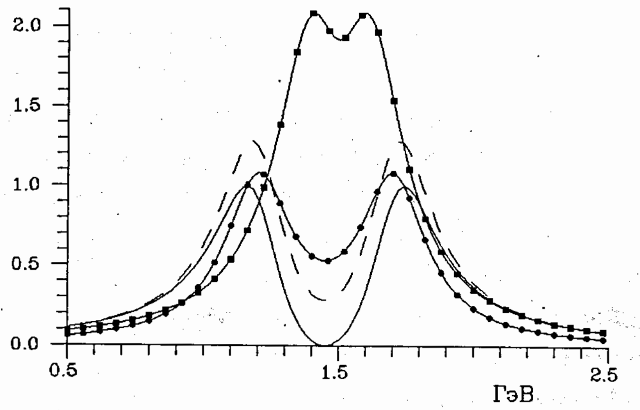

Рис.2 1) График $|f(E)|^2$ для $E_1 = 1.2$, $\Gamma_1 = 0.3$, $E_2 = 1.7$, $\Gamma_2 = 0.3$:
а) —— - точная формула (6); б) – – – - формула (3); в) –•–•– - формула (4).
2) –■■– - график $|f(E)|^2$ для $E_1 = 1.4$, $\Gamma_1 = 0.3$, $E_2 = 1.6$, $\Gamma_2 = 0.3$, построенный по формуле (3).

Ниже мы обсудим существующие методы построения явно унитарной S-матрицы, пригодные для работы с перекрывающимися резонансами. Мы рассмотрим как возможность сопоставления результатов этих методов друг с другом, так и их возможную интерпретацию в духе формул типа БВ, что, как мы увидим, является нетривиальной задачей (насколько нам известно эта связь ранее не изучалась). Еще раз отметим, что необходимость такой интерпретации диктуется тем, что именно величины, фигурирующие в формулах типа БВ, приводятся в таблицах Particle Dta Group и считаются массами и полными и парциальнами ширинами резонансов, сопоставляемыми с теоретическими предсказаниями, например, потенциальных кварковых моделей.

Из довольно большого числа работ о перекрывающихся резонансах мы обсудим те, которые дают реальные, конструктивные методы описания резонансов, позволяющие, например, обрабатывать экспериментальные данные, и в которых параметры резонансов фигурируют явным образом. Ведущими соображениями при анализе являются унитарность и T-инвариантность матрицы рассеяния S, а также интерпретируемость параметров формул.

В случае многоканального рассеяния существуют известные методы, опирающиеся на условие унитарности. Это, например, N/D-метод [4], который основывается на аналитических свойствах амплитуд рассеяния, или К-матричный метод [5]. В этих методах не возникают дополнительные сложности при описании близко расположенных, перекрывающихся резонансов, так как при этом унитарность сохраняется по построению. Мы не будем ниже обсуждать описание резонансов в N/D -матричном методе, сопоставление которого с формулами БВ позволяет выделять из амплитуд рассеяния резонансные и фоновые части [6], по причине меньшей популярности этого метода для фитирования экспериментальные данных. Что касается К-матричного метода, то как мы покажем ниже, используемые в нем параметры не могут быть интерпретированы как массы и ширины резонансов.

Достаточно простые задачи, например, два резонанса и один или два канала рассеяния, которые мы обсуждаем для каждого метода, позволят сделать наши выводы наглядными, а также помогут критически взглянуть на существующие подходы.

Мы увидим, что такая кажущаяся простой по постановке задача формулировки реально работающего метода описания перекрывающихся резонансов на основе формул типа БВ не может считаться решеной в случае многоканального рассеяния, и в последующей работе приведем последовательную процедуру для построения унитарной многоканальной, многорезонансной БВ S -матрицы.

2 Перекрывающиеся резонансы в случае одного канала

Для случая одного канала, когда имеет место чисто упругое резонансное рассеяние, И.С.Шапиро [7] была предложена запись резонансной S-матрицы в виде произведения унитарных сомножителей, соответствующих отдельным резонансам, и экспоненциального множителя, связанного с нерезонансным фоном. Эта формула пригодна для любого числа уровней N, которые могут быть и перекрывающимися:

$$\mathrm{S}(E) = e^{2i\delta_B} \prod_{n=1}^{N} \left(1 - i\frac{\Gamma_n}{E - E_n + i\Gamma_n/2}\right). \tag{5}$$

Здесь δ_B - фоновая фаза, то есть фаза потенциального рассеяния вдали от резонансов: $\lim\limits_{E\to\infty} S(E) = e^{2i\delta_B}$.

Требование унитарности $S(E)S(E)^+ = I$ и T-инвариантности матрицы рассеяния S соблюдается очевидным образом.

Амплитуду резонансного рассеяния $f = (I - S)/2i$ можно записать в виде (для простоты выпишем только резонансную часть амплитуды):

$$f^{(R)} = \frac{1}{2}\sum_{n=1}^{N} \frac{\gamma_n}{E - E_n + i\Gamma_n/2}\,, \tag{6}$$

где γ_n - парциальная ширина n-го резонанса.

В работе [7] получена простая формула для коэффициентов γ_1, γ_2 для случая одного канала и двух резонансов:

$$\gamma_1 = \Gamma_1 \frac{E_1 - E_2 - i(\Gamma_1 + \Gamma_2)/2}{E_1 - E_2 + i(\Gamma_2 - \Gamma_1)/2}\,, \qquad \gamma_2 = \Gamma_2 \frac{E_2 - E_1 - i(\Gamma_1 + \Gamma_2)/2}{E_2 - E_1 + i(\Gamma_1 - \Gamma_2)/2}\,. \tag{7}$$

Отсюда получаются полезные соотношения

$$\frac{\gamma_1}{\gamma_2} = \frac{\Gamma_1}{\Gamma_2} e^{2i\varphi}\,, \qquad \varphi = -\arctan\frac{\Gamma_1 + \Gamma_2}{E_1 - E_2}$$

и

$$\frac{|\,\gamma_1\,|}{\Gamma_1} = \frac{|\,\gamma_2\,|}{\Gamma_2} = \left[\frac{(E_2 - E_1)^2 + i(\Gamma_2 + \Gamma_1)^2/4}{(E_2 - E_1)^2 + i(\Gamma_2 - \Gamma_1)^2/4}\right]^{1/2},$$

то есть модули вычетов γ_n не равны ширинам уровней.

Справедливо также правило сумм:

$$\gamma_1 + \gamma_2 = \Gamma_1 + \Gamma_2\,.$$

Формулы (6 - 7) для случая двух резонансов и одного канала являются в известном смысле точными и имеющими ясную и легко интерпретируемую БВ структуру, и мы используем их для осмысления других наиболее часто используемых методов.

Рассмотрим следующую простую задачу, решение которой мы будем ниже получать с помощью различных методов, что позволит нам сравнивать результаты и исследовать возможность их интерпретации в духе формул БВ.

Пусть имеется система двух резонансов с энергиями E_1, E_2 и ширинами Γ_1, Γ_2, взаимодействующих с одним внешним каналом.

Построим график квадрата амплитуды рассеяния $|\,f\,|^2$ с помощью формул (6 - 7) и будем рассматривать его как эталонный при сравнении с графиками квадратов амплитуд, полученных с помощью других методов.

Из структуры формул (7) видно, что при достаточной разнесенности резонансов, когда $|\,E_1 - E_2\,| \gg \Gamma_1 + \Gamma_2$, комплексные константы γ_n переходят в обычные ширины Γ_n. То есть, как и следовало ожидать, простая сумма БВ слагаемых (формула (3)) не противоречит условию унитарности, если резонансы очень далеко разнесены.

Однако, в случае перекрывающихся резонансов коэффициенты γ_1 и γ_2 существенно отличаются от значений Γ_1 и Γ_2, то есть матрица рассеяния S, построенная на основе формулы (3), будет существенно не унитарной.

3 K-матричный метод в случае перекрывающихся резонансов

Другим часто используемым методом описания резонансных реакций является K-матричный метод.

K-матрица для случая N резонансов и M каналов имеет вид

$$K(E) = \sum_{R=1}^{N} \frac{\vec{\gamma}_R \vec{\gamma}_R^T}{E - \epsilon_R}\,, \tag{8}$$

где ϵ_R - действительные полюсные энергии K-матрицы, а $\vec{\gamma}_R = (\gamma_1, \gamma_2, ..., \gamma_M)^T$ -действительные векторы парциальных ширин.

Матрица рассеяния S запишется с помощью K-матрицы следующим образом:

$$S(E) = \frac{I - iK(E)}{I + iK(E)} \equiv \frac{I - i\sum\limits_{R=1}^{N} \frac{\vec{\gamma}_R \vec{\gamma}_R^T}{E - \epsilon_R}}{I + i\sum\limits_{R=1}^{N} \frac{\vec{\gamma}_R \vec{\gamma}_R^T}{E - \epsilon_R}}\,. \tag{9}$$

S-матрица рассеяния, построенная с помощью K-матрицы, всегда унитарна и T-инвариантна, и с этой точки зрения использование этого метода всегда корректно. Однако, в случае нескольких резонансов и каналов смысл параметров ϵ_R и γ_{Ri} неясен.

Обычно интерпретируют ϵ_R как энергии E_R, а коэффициенты γ_{Ri} как парциальные ширины резонансов. Это допустимо при достаточной разнесенности резонансов, когда $|\,E_1 - E_2\,| \gg \Gamma_1 + \Gamma_2$.

Однако в случае перекрывающихся резонансов значения ϵ_R и $\vec{\gamma}_R$, полученные в результате фитирования экспериментальных данных, уже нельзя рассматривать в качестве энергий резонансов E_R и их векторов парциальных ширин.

Рассмотрим, для примера, систему из двух резонансов и одного канала. В этом случае $\vec{\gamma}_1 = \gamma_{11}$, $\vec{\gamma}_2 = \gamma_{21}$,

$$K_{11} = \frac{\gamma_{11}^2}{E-\epsilon_1} + \frac{\gamma_{21}^2}{E-\epsilon_2} ,$$

$$S_{11} = 1 - 2i\frac{E(\gamma_{11}^2+\gamma_{21}^2) - \gamma_{11}^2\epsilon_2 - \gamma_{21}^2\epsilon_1}{E^2 - E[\epsilon_1+\epsilon_2 - i(\gamma_{11}^2+\gamma_{21}^2)] + \epsilon_1\epsilon_2 + i(\gamma_{11}^2\epsilon_2 + \gamma_{21}^2\epsilon_1)} .$$

Если μ_1 и μ_2 - комплексные корни уравнения

$$E^2 - E[\epsilon_1+\epsilon_2 - i(\gamma_{11}^2+\gamma_{21}^2)] + \epsilon_1\epsilon_2 + i(\gamma_{11}^2\epsilon_2 + \gamma_{21}^2\epsilon_1) = 0 , \qquad (10)$$

то амплитуду f_{11} можно представить как сумму БВ:

$$f_{11} = \frac{A_1}{E-\mu_1} + \frac{A_2}{E-\mu_2} ,$$

где

$$\begin{aligned} A_1 &= \frac{\mu_1(\gamma_{11}^2+\gamma_{21}^2) - \gamma_{11}\epsilon_2 - \gamma_{21}\epsilon_1}{\mu_1-\mu_2} , \\ A_2 &= \frac{\mu_2(\gamma_{11}^2+\gamma_{21}^2) - \gamma_{11}\epsilon_2 - \gamma_{21}\epsilon_1}{\mu_2-\mu_1} . \end{aligned}$$

Формулы для μ_1, μ_2 и A_1, A_2 содержат свободные параметры $\epsilon_1, \epsilon_2, \gamma_{11}$ и γ_{21} . Очевидно, что если в результате фитирования эти параметры выбраны так, что теоретическая кривая хорошо описывает экспериментальные данные, то для нахождения реальных физических значений энергий и ширин резонансов нужно вычислить корни μ_1 и μ_2 уравнения (10). Тогда действительные части этих корней можно интерпретировать как энергии резонансов E_1 и E_2 , а мнимые части - как ширины резонансов Γ_1 и Γ_2 :

$$\begin{aligned} E_1 &= \mu_1^x = \frac{\epsilon_1+\epsilon_2}{2} + \frac{1}{2\sqrt{2}}\sqrt{(\epsilon_1-\epsilon_2)^2 - (\gamma_{11}^2+\gamma_{21}^2)^2 + W} , \\ E_2 &= \mu_2^x = \frac{\epsilon_1+\epsilon_2}{2} - \frac{1}{2\sqrt{2}}\sqrt{(\epsilon_1-\epsilon_2)^2 - (\gamma_{11}^2+\gamma_{21}^2)^2 + W} , \\ \Gamma_1 &= -2\mu_1^y = (\gamma_{11}^2+\gamma_{21}^2) - \frac{\sqrt{2}(\epsilon_1-\epsilon_2)(\gamma_{11}^2-\gamma_{21}^2)}{\sqrt{(\epsilon_1-\epsilon_2)^2 - (\gamma_{11}^2+\gamma_{21}^2)^2 + W}} , \\ \Gamma_2 &= -2\mu_2^y = (\gamma_{11}^2+\gamma_{21}^2) + \frac{\sqrt{2}(\epsilon_1-\epsilon_2)(\gamma_{11}^2-\gamma_{21}^2)}{\sqrt{(\epsilon_1-\epsilon_2)^2 - (\gamma_{11}^2+\gamma_{21}^2)^2 + W}} , \end{aligned}$$

где

$$W = \sqrt{[(\epsilon_1-\epsilon_2)^2 + (\gamma_{11}^2+\gamma_{21}^2)^2]^2 + 16(\epsilon_1-\epsilon_2)^2\gamma_{11}^2\gamma_{21}^2} .$$

Из структуры этих формул видно, что если $|\epsilon_1 - \epsilon_2| \gg (\gamma_{11}^2 + \gamma_{21}^2)$, то $E_i \to \epsilon_i$, $\Gamma_i \to \gamma_{i1}$. Однако в случае перекрывания резонансов значения ϵ_1, ϵ_2 и γ_{11}, γ_{21} уже нельзя интерпретировать как значения энергий E_1, E_2 и ширин Γ_1, Γ_2. Некорректность такой интерпретации иллюстрирует рис.3. Сплошной линией изображен график квадрата амплитуды $|f|^2$, вычисленной по точным формулам (6- 7). Пунктирной линией изображен график квадрата амплитуды $|f|^2$, вычисленной на основе K-матрицы со значениями параметров $\epsilon_1 = E_1$, $\epsilon_2 = E_2$, $\gamma_1 = \Gamma_1$, $\gamma_2 = \Gamma_2$.

Поэтому, несмотря на то, что полученная с помощью данного метода матрица рассеяния S унитарна и T-инвариантна, интерпретация результатов фитирования экспериментальных данных и сравнение их с формулами типа БВ затруднительны. В случае нескольких каналов распада приведение S-матрицы, полученной с помощью данного метода, к сумме слагаемых типа БВ становится задачей чрезвычайно сложной (в частности, в случае N резонансов и M каналов для определения физических значений энергий и ширин резонансов, т.е. полюсов S-матрицы, требуется обращение матрицы $(\mathrm{I} + i\mathrm{K})$ M-го порядка и решение линейного уравнения N-го порядка с комплексными коэффициентами). Кроме того, невозможно определить парциальные

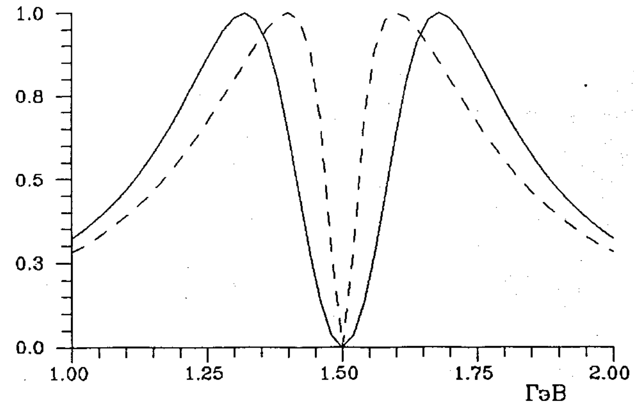

Рис.3 а)——— Значение $|f|^2$ для $E_1 = 1.4$, $\Gamma_1 = 0.3$, $E_2 = 1.6$, $\Gamma_2 = 0.3$, вычисленное по точной формуле (6); б) – – – Значение $|f|^2$ для $\epsilon_1 = 1.4$, $\gamma_1^2 = 0.3$, $\epsilon_2 = 1.6$, $\gamma_2^2 = 0.3$, вычисленное через K-матрицу.

ширины резонансов, так как после приведения амплитуды к виду суммы БВ числители соответствующих слагаемых не факторизуются на множители, связанные с каналами образования и распада резонансов.

4 Представление амплитуд резонансных реакций с помощью неэрмитова гамильтониана H

Другой подход к описанию резонансных реакций при наличии перекрывающихся уровней был предложен в работе И.Ю.Кобзарева, Н.Н.Николаева, Л.Б.Окуня [8].

Рассмотрим систему N нестабильных перемешивающихся уровней, взаимодействующих с M внешними каналами. Каждому уровню R сопоставляется вектор $\vec{\psi}_R$ в N-мерном линейном пространстве и комплексное значение энергии $\varepsilon_R = E_R - i\Gamma_R/2$. Поведение такой системы полностью задано, если известна гамильтонова матрица H_{ij} $(i,j = 1,...N)$. Временную эволюцию вектора состояния можно описать с помощью уравнения Шредингера с эффективным неэрмитовым гамильтонианом H :

$$i\hbar\frac{d}{dt}\vec{\psi}(t) = \mathrm{H}\vec{\psi}(t)\,.$$

Векторы квазистационарных состояний являются собственными векторами матрицы H с комплексными собственными значениями

$$\mathrm{H}\vec{\psi}_R = (E_R - i\Gamma_R/2)\vec{\psi}_R\,.$$

Произвольное состояние многоуровневой ситемы выражается через суперпозицию состояний $\vec{\psi}_R$:

$$\vec{\psi}(t) = \sum_{R=1}^{N} b_R\vec{\psi}_R \exp\left[-(iE_R + \Gamma_R)t/\hbar\right],$$

где b_k - коэффициенты разложения начального состояния $\vec{\psi}(0)$ по квазистационарным состояниям.

Матрицу H можно записать в виде

$$\mathrm{H} \;=\; \mathrm{H}^{(0)} - \frac{i}{2}\Gamma\,,$$

$$\mathrm{H}^{(0)} = \frac{1}{2}(\mathrm{H}+\mathrm{H}^{+})\;, \qquad \Gamma = -i(\mathrm{H}-\mathrm{H}^{+})\,,$$

где $\mathrm{H}^{(0)}$ и Γ эрмитовы матрицы со следами

$$\mathrm{Tr}\mathrm{H}^{(0)} = \sum_{R=1}^{N} E_R\,, \qquad \mathrm{Tr}\Gamma = \sum_{R=1}^{N}\Gamma_R\,.$$

В этом случае унитарная резонансная S-матрица имеет вид $\mathrm{S} = \mathrm{I} - i\mathrm{f}$ где

$$\mathrm{f} = \mathrm{A}\frac{1}{E-\mathrm{H}}\mathrm{A}^{+}\,, \tag{11}$$

или

$$f_{ij} = \sum_{R=1}^{N}\sum_{g=1}^{N} A_{iR}(E-\mathrm{H})^{-1}_{Rg}A_{gj}\,.$$

Здесь A_{iR} есть амплитуда распада уровня R в канал i , A_{gj} есть амплитуда образования уровня g в канале j .

Из условия унитарности матрицы S следует соотношение $i(\mathrm{f}-\mathrm{f}^{+}) = \mathrm{f}\mathrm{f}^{+}$ или

$$i(\mathrm{f}-\mathrm{f}^{+})_{ij} = \sum_{R=1}^{N} f_{iR}f^{*}_{jR}\,. \tag{12}$$

Подставляя (11) в условие унитарности (12), получаем

$$i(\mathrm{f}-\mathrm{f}^{+}) = i\mathrm{A}\left[\frac{1}{E-\mathrm{H}} - \frac{1}{E-\mathrm{H}^{+}}\right]\mathrm{A}^{+} = i\mathrm{A}\frac{1}{E-\mathrm{H}}(\mathrm{H}-\mathrm{H}^{+})\frac{1}{E-\mathrm{H}^{+}}\mathrm{A}^{+}\,.$$

С другой стороны

$$\mathrm{f}\mathrm{f}^{+} = \mathrm{A}\frac{1}{E-\mathrm{H}}\mathrm{A}^{+}\mathrm{A}\frac{1}{E-\mathrm{H}^{+}}\mathrm{A}^{+}\,.$$

Легко видеть, что условие унитарности (12) выполняется, если

$$\mathrm{A}^{+}\mathrm{A} = i(\mathrm{H}-\mathrm{H}^{+}) = \Gamma\,.$$

Очевидно, что для выполнения условия T-инвариантности необходимо, чтобы матрица H была симметричной, а амплитуды A_{Ri} действительными, то есть $\mathrm{H} = \mathrm{H}^{\mathrm{T}}$, $\mathrm{A}^{+} = \mathrm{A}^{\mathrm{T}}$. Тогда

$$\mathrm{S} = \mathrm{I} - i\mathrm{A}(E-\mathrm{H})^{-1}\mathrm{A}^{\mathrm{T}}$$

и условие унитарности принимает вид $\mathrm{A}\mathrm{A}^{\mathrm{T}} = \Gamma$ или

$$\sum_{i=1}^{M} A_{Ri}A_{gi} = \Gamma_{Rg}\,, \qquad (R,g = 1,...,N)\,. \tag{13}$$

Из последнего соотношения следует, что амплитуды A_{Ri} зависят только от Γ_{Rg} и не зависят от $H^{(0)}_{Rg}$. Очевидно также, что распадная матрица Γ должна быть неотрицательной (как матрица скалярных произведений действительных векторов $\vec{A}_R$).

Таким образом MN элементов действительной матрицы A и $N(N+1)$ элементов матриц $\mathrm{H}^{(0)}$ и Γ связаны $N(N+1)/2$ соотношениями (13), то есть данная модель содержит $MN + N(N+1)/2$ свободных параметров.

Отметим, что для одного изолированного уровня матрица H имеет только один элемент $H_{11} = E_1 - i\Gamma_1/2$ - комплексное значение энергии, соответствующее нестабильному уровню.

Амплитуда резонансной реакции в этом случае описывается с помощью обычной формулы Брейта-Вигнера

$$f_{ij} = \frac{A_{1i}A_{1j}}{E - E_1 + i\Gamma_1/2}\,, \qquad (i,j = 1,2,...,M).$$

В случае нескольких уровней ($N > 1$), не имеющих связи друг с другом, матрица H диагональна, и амплитуды резонансных реакций описываются с помощью суммы выражений Брейта-Вигнера

$$f_{ij} = \sum_{R=1}^{N} \frac{A_{Ri}A_{Rj}}{E - E_R + i\Gamma_R/2}\,. \qquad (i,j = 1,2,...,M).$$

Заметим, что гамильтониан H не может быть диагональным в случае нескольких уровней ($N > 1$) и одного канала ($M = 1$). При одном канале векторы амплитуд $\vec{A}_R$ содержат только по одному элементу A_{R1} . В соответствии с условием унитарности должно выполняться равенство $A_{R1}A_{g1} = \Gamma_{Rg} = 0$ $(R \neq g)$, что невозможно при $A_{R1} \neq 0$. В случае нескольких уровней и одного канала коэффициенты при членах БВ всегда комплексны.

Если имеется несколько перемешивающихся уровней, то выражение для амплитуды f_{ij} существенно отличается от суммы выражений Брейта-Вигнера.

Рассмотрим, для примера, систему из двух уровней и M каналов. В этом случае

$$\mathrm{H} = \mathrm{H}^{(0)} - \frac{i}{2}\Gamma = \begin{pmatrix} H_{11} - i\Gamma_{11}/2 & \alpha^x - i\alpha^y/2 \\ \alpha^x - i\alpha^y/2 & H_{22} - i\Gamma_{22}/2 \end{pmatrix},$$

$$\mathrm{H}^{(0)} = \begin{pmatrix} H_{11} & \alpha^x \\ \alpha^x & H_{22} \end{pmatrix}, \qquad \Gamma = \begin{pmatrix} \Gamma_{11} & \alpha^y \\ \alpha^y & \Gamma_{22} \end{pmatrix}.$$

Тогда

$$\begin{aligned} f_{ij} &= \sum_{R=1}^{2}\sum_{g=1}^{2} A_{Ri}(E-H)^{-1}A_{gj} = \frac{1}{\Delta}\{A_{1i}A_{1j}(E - H_{22} + i\Gamma_{22}/2) + \\ &+ A_{2i}A_{2j}(E - H_{11} + i\Gamma_{11}/2) + (A_{1i}A_{2j} + A_{2i}A_{1j})(\alpha^x - i\alpha^y/2)\}\,, \qquad (14) \end{aligned}$$

где

$$\Delta = (E - H_{11} + i\Gamma_{11}/2)(E - H_{22} + i\Gamma_{22}/2) - (\alpha^x - i\alpha^y/2)^2\,.$$

Из условий унитарности следует, что

$$\begin{cases} |\,\vec{A}_1\,|^2 = \Gamma_{11} \\ |\,\vec{A}_2\,|^2 = \Gamma_{22} \\ (\vec{A}_1\vec{A}_2) = \alpha^y \end{cases},$$

то есть длины действительных векторов $\vec{A}_1$ и $\vec{A}_2$ равны соответственно диагональным элементам Γ_{11} и Γ_{22} матрицы Γ , а параметр α^y равен их скалярному произведению.

Параметр α^x не имеет ясной физической интерпретации. Очевидно, что в обсуждаемой модели $\alpha = \alpha^x - i\alpha^y/2$ отражает вклад интерференции (перекрывания резонансов) в полное сечение резонансного рассеяния. В частности, если $\alpha^x = \alpha^y = 0$ (т.е. матрица H диагональна), то амплитуда f сводится к обычной сумме БВ

$$f_{ij} = \frac{A_{1i}A_{1j}}{E - E_1 + i\Gamma_1/2} + \frac{A_{2i}A_{2j}}{E - E_2 + i\Gamma_2/2}\,, \qquad (i,j = 1,2,...,M).$$

В этом случае векторы $\vec{A}_1$ и $\vec{A}_2$ должны быть ортогональны (в M-мерном эвклидовом пространстве), поскольку $(\vec{A}_1, \vec{A}_2) = \alpha^y = 0$. Но зависимость параметра α от разности $(E_2 - E_1)$ явным образом не определена.

В случае двух резонансов и одного канала мнимая часть параметра α определена однозначно: $\alpha^y = \sqrt{\Gamma_{11}\Gamma_{22}}$. Следовательно, матрица H всегда недиагональна.

Определитель Δ можно записать в виде

$$\Delta = (E - \mu_1)(E - \mu_2)\,.$$

где μ_1 и μ_2 - комплексные собственные значения гамильтониана H .

Легко видеть, что в этом случае амплитуду f_{11} можно представить как сумму БВ:

$$f_{11} = \frac{\gamma_1}{E - \mu_1} + \frac{\gamma_2}{E - \mu_2}\,,$$

где

$$\begin{aligned} \gamma_1 &= \frac{(\Gamma_{11} + \Gamma_{22})\mu_1 - \Gamma_{11}H_{22} - \Gamma_{22}H_{11} + 2\alpha^x\sqrt{\Gamma_{11}\Gamma_{22}}}{\mu_1 - \mu_2}\,, \\ \gamma_2 &= \frac{(\Gamma_{11} + \Gamma_{22})\mu_2 - \Gamma_{11}H_{22} - \Gamma_{22}H_{11} + 2\alpha^x\sqrt{\Gamma_{11}\Gamma_{22}}}{\mu_2 - \mu_1}\,. \qquad (15) \end{aligned}$$

Формулы для μ_1, μ_2 и γ_1, γ_2 содержат свободные параметры $H_{11}, H_{22}, \Gamma_{11}, \Gamma_{22}$ и α^x, значения которых определяют положения полюсов спектральных линий и их ширины. Например, на рис.4 показана зависимость формы линии $|f_{11}|^2$ от величины параметра α^x при одних и тех же значениях $H_{11}, H_{22}, \Gamma_{11}, \Gamma_{22}$. Это означает, что значения H_{11}, H_{22} и Γ_{11}, Γ_{22} ни в коем случае нельзя интерпретировать как значения полюсов E_1, E_2 и ширин Γ_1, Γ_2.

Очевидно, что если в результате фитирования параметры $H_{11}, H_{22}, \Gamma_{11}, \Gamma_{22}$ и α^x выбраны так, что теоретическая кривая хорошо описывает экспериментальные данные, то для получения значений энергий и ширин резонансов нужно найти собственные значения μ_1 и μ_2 гамильтониана H. Тогда действительные части этих собственных значений можно интерпретировать как энергии резонансов E_1 и E_2, а мнимые части - как ширины резонансов Γ_1 и Γ_2:

$$
\begin{aligned}
E_1 &= \mu_1^x = \frac{H_{11}+H_{22}}{2} + \frac{1}{2\sqrt{2}}\sqrt{(H_{11}-H_{22})^2 - (\Gamma_{11}+\Gamma_{22})^2/4 + 4(\alpha^x)^2 + W}\,, \\
E_2 &= \mu_2^x = \frac{H_1+H_{22}}{2} - \frac{1}{2\sqrt{2}}\sqrt{(H_{11}-H_{22})^2 - (\Gamma_{11}+\Gamma_{22})^2/4 + 4(\alpha^x)^2 + W}\,, \\
\Gamma_1 &= -2\mu_1^y = \frac{\Gamma_{11}+\Gamma_{22}}{2} - \frac{1}{\sqrt{2}}\frac{(H_{11}-H_{22})(\Gamma_{22}-\Gamma_{11}) - 4\alpha^x\sqrt{\Gamma_{11}\Gamma_{22}}}{\sqrt{(H_{11}-H_{22})^2 - (\Gamma_{11}+\Gamma_{22})^2 + 4(\alpha^x)^2 + W}}\,, \\
\Gamma_2 &= -2\mu_2^y = \frac{\Gamma_{11}+\Gamma_{22}}{2} + \frac{1}{\sqrt{2}}\frac{(H_{11}-H_{22})(\Gamma_{22}-\Gamma_{11}) - 4\alpha^x\sqrt{\Gamma_{11}\Gamma_{22}}}{\sqrt{(H_{11}-H_{22})^2 - (\Gamma_{11}+\Gamma_{22})^2 + 4(\alpha^x)^2 + W}}\,,
\end{aligned}
$$

где

$$
\begin{aligned}
W &= \{[(H_{11}-H_{22})^2 - (\Gamma_{11}+\Gamma_{22})^2/4]^2 + (H_{11}-H_{22})^2(\Gamma_{22}-\Gamma_{11})^2 + \\
&+ 16(\alpha^x)^2\Gamma_{11}\Gamma_{22} - 8\alpha^x\sqrt{\Gamma_{11}\Gamma_{22}}(H_{11}-H_{22})(\Gamma_{22}-\Gamma_{11})\}^{1/2}\,.
\end{aligned}
$$

Из этих формул видно, что если параметр α^x (отражающий степень перекрывания резонансов) существенно отличается от нуля, то физические значения энергий и ширин резонансов E_i, Γ_i существенно отличаются от элементов гамильтониана H_{ii}, Γ_{ii}.

Таким образом, даже в самом простом случае двух резонансов и одного канала для нахождения реальных физических значений комплексных энергий и векторов парциальных ширин необходимо найти собственные значения двухмерной комплексной матрицы H и вычислить векторы парциальных ширин по формулам (15).

Поэтому, несмотря на то, что полученная с помощью данного метода матрица рассеяния S унитарна и T-инвариантна, интерпретация результатов фитирования

экспериментальных данных и сравнение их с формулами типа БВ затруднительны. В частности неясно, что называть парциальной шириной резонанса и брэнчингом в случае нескольких каналов распада.

Кроме того, этот метод является очень трудоемким, поскольку требует обращения N-мерной матрицы для каждого значения E.

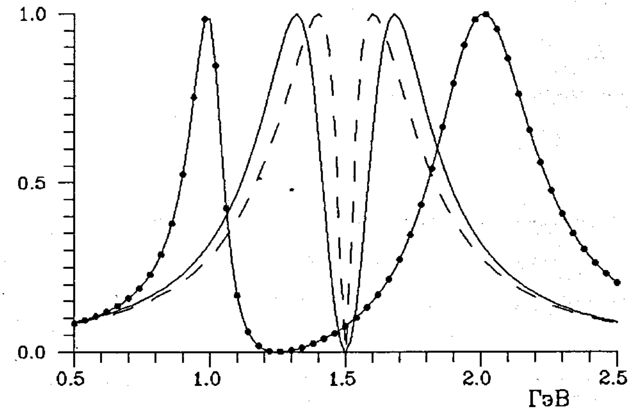

Рис.4 а) ——— График $|f_{11}(E)|^2$ для $E_1 = 1.4$, $\Gamma_1 = 0.3$, $E_2 = 1.6$, $\Gamma_2 = 0.3$, построенный по точной формуле (6); б,в) График $|f_{11}(E)|^2$ для $H_{11} = 1.4$, $\Gamma_{11} = 0.3$, $H_{22} = 1.6$, $\Gamma_{22} = 0.3$, построенный по формуле (13): б) – – – - при $\alpha^x = 0$; в) –•–•– - при $\alpha^x = 0.5$.

5 Представление амплитуд резонансных реакций через скалярные произведения векторов состояний

Если использовать собственные векторы $\vec{\psi}_R$ гамильтониана H , то условие унитарности (13) можно записать в виде

$$(\varepsilon_R - \varepsilon_g)(\vec{\psi}_R, \vec{\psi}_g) = \sum_{i=1}^{M} A_{Ri}A_{gi}\,, \qquad (16)$$

где A_{Ri} есть амплитуда распада состояния $\vec{\psi}_R$ в канал i, а $\varepsilon_R = E_R - i\Gamma_R/2$.

Соотношение (16), найденное Беллом и Штейнбергом [9] для случая K^0-$\bar{K}^0$ системы, непосредственно связывает неортогональность состояний $\vec{\psi}_R$ и $\vec{\psi}_g$ с наличием перекрывающихся каналов распада. Согласно (16) степень неортогональности волновых функций для уровней $\vec{\psi}_R$ и $\vec{\psi}_g$ определяется скалярным произведением

$$(\vec{\psi}_R, \vec{\psi}_g) = \frac{\sum\limits_{i=1}^{M} A_{iR} A^*_{ig}}{(\Gamma_R + \Gamma_g)/2 + i(E_R - E_g)} . \tag{17}$$

Здесь, как обычно, A_{iR} - амплитуды распада уровня R по каналам i, причем справедливо соотношение

$$\sum_{i=1}^{M} | A_{iR} |^2 = \Gamma_R . \tag{18}$$

Зависимость амплитуды резонансного рассеяния на перекрывающихся уровнях от величины $(\vec{\psi}_R, \vec{\psi}_g)$ изучена в работах В.Л.Любошица [10]. Эта зависимость имеет простую структуру, обусловленную резонансным характером амплитуды и условиями унитарности.

Прежде всего, амплитуды резонансных процессов должны описываться суммой полюсных членов, соответствующих комплексным энергиям $\varepsilon_R = E_R - i\Gamma_R/2$. С другой стороны, в рамках схемы БВ вычеты резонансных амплитуд факторизуются и пропорциональны парциальным амплитудам распада резонансного уровня. Это означает, что элементы S-матрицы рассеяния имеют структуру

$$S_{ij} = \delta_{ij} - i \sum_{R=1}^{N} \frac{A_{iR} C^*_{jR}}{E - E_R + i\Gamma_R/2} , \tag{19}$$

где по своему смыслу коэффициенты C^*_{jR} представляют собой "амплитуды образования" нестабильных квазистационарных уровней.

Простые вычисления [10] показывают, что из условия унитарности $\mathrm{SS}^+ = \mathrm{I}$ автоматически следует система уравнений для амплитуд C_{jR} :

$$A_{iR} = \sum_{g=1}^{N} C_{ig} U_{gR} \qquad (R = 1, ..., M) . \tag{20}$$

Здесь U_{gR} - элементы эрмитовой матрицы, составленной из скалярных произведений векторов квазистационарных состояний, которые определяются из выражения (17).

Из соотношений (17) и (20) следует правило сумм

$$\sum_{R=1}^{N} \sum_{i=1}^{M} A_{iR} C^*_{iR} = \sum_{R=1}^{N} \Gamma_R . \tag{21}$$

Легко получить также аналог формулы (17) для амплитуд C_{Ri} :

$$U^{-1}_{gR} = \frac{\sum\limits_{i=1}^{M} C_{iR} C^*_{ig}}{(\Gamma_R + \Gamma_g)/2 + i(E_R - E_g)} . \tag{22}$$

Учет постоянного фона, связанного с потенциальным рассеянием и прямыми реакциями, сводится к умножению чисто резонансной матрицы $\mathrm{S}^{(\mathrm{R})}$ на унитарную фоновую матрицу B . При этом

$$S_{ij} = B_{ij} - i \sum_{R=1}^{N} \frac{A_{iR} \tilde{C}^*_{jR}}{E - E_R + i\Gamma_R/2} ,$$

где A_{Ri} , как и прежде, амплитуды распада квазистационарных состояний, а амплитуды $\tilde{C}_{Rj}$ определяются из соотношения

$$\tilde{\mathrm{C}} = \mathrm{B}^+ \mathrm{A} \mathrm{U}^{-1} .$$

Таким образом, должно выполняться равенство

$$\sum_{i=1}^{M} A^*_{iR} B_{ij} = \sum_{g=1}^{N} \tilde{C}^*_{jg} U_{gR} .$$

Очевидно, что в силу унитарности матрицы B можно в соотношении (22) заменить C на $\tilde{\mathrm{C}}$:

$$U^{-1}_{gR} = \frac{\sum\limits_{i=1}^{M} \tilde{C}_{iR} \tilde{C}^*_{ig}}{(\Gamma_R + \Gamma_g)/2 + i(E_R - E_g)} . \tag{23}$$

В качестве примера рассмотрим чисто упругое (одноканальное) рассеяние при наличии двух перекрывающихся резонансов с одинаковыми квантовыми числами.

В этом случае $\vec{A}_1 = A_{11}$, $\vec{A}_2 = A_{12}$ и из уравнения (18) следует, что

$$| A_{11} |^2 = \Gamma_1 , \qquad | A_{12} |^2 = \Gamma_2 .$$

Элементы матрицы неортогональностей U :

$$\begin{aligned} U_{11} &= \frac{A_{11} A^*_{11}}{\Gamma_1} = 1 \\ U_{22} &= \frac{A_{12} A^*_{12}}{\Gamma_2} = 1 \\ U_{12} &= U^*_{21} = \frac{A_{12} A^*_{11}}{(\Gamma_1 + \Gamma_2)/2 + i(E_2 - E_1)} . \end{aligned}$$

Тогда

$$\Delta = \begin{pmatrix} U_{11} & U_{12} \\ U_{21} & U_{22} \end{pmatrix} = 1 - \mid U_{12} \mid^2 = \frac{(E_2 - E_1)^2 + (\Gamma_2 - \Gamma_1)^2/4}{(E_2 - E_1)^2 + (\Gamma_2 + \Gamma_1)^2/4} ,$$

и координаты векторов $\vec{C}_1 = C_{11}$ и $\vec{C}_2 = C_{12}$ определятся однозначно:

$$\begin{aligned} C_{11} &= A_{11}U_{11}^{-1} + A_{12}U_{21}^{-1} = \frac{A_{11} - A_{12}U_{21}}{\Delta} = \\ &= A_{11}\left[\frac{(E_1 - E_2)^2 - (\Gamma_2^2 - \Gamma_1^2)/4}{(E_1 - E_2)^2 + (\Gamma_2 - \Gamma_1)^2/4} + i\frac{\Gamma_2(E_1 - E_2)}{(E_1 - E_2)^2 + (\Gamma_2 - \Gamma_1)^2/4}\right] \\ C_{12} &= A_{11}U_{12}^{-1} + A_{12}U_{22}^{-1} = \frac{A_{12} - A_{11}U_{12}}{\Delta} = \\ &= A_{12}\left[\frac{(E_2 - E_1)^2 - (\Gamma_1^2 - \Gamma_1^2)/4}{(E_2 - E_1)^2 + (\Gamma_1 - \Gamma_1)^2/4} + i\frac{\Gamma_1(E_2 - E_1)}{(E_2 - E_1)^2 + (\Gamma_1 - \Gamma_2)^2/4}\right] . \end{aligned}$$

Отсюда получаем

$$\begin{aligned} A_{11}C_{12}^* &= \Gamma_1\frac{(E_1 - E_2)^2 - (\Gamma_2^2 - \Gamma_1^2)/4}{(E_1 - E_2)^2 + (\Gamma_2 - \Gamma_1)^2/4} - i\frac{\Gamma_1\Gamma_2(E_1 - E_2)}{(E_1 - E_2)^2 + (\Gamma_2 - \Gamma_1)^2/4} \\ A_{12}C_{11}^* &= \Gamma_2\frac{(E_2 - E_1)^2 - (\Gamma_1^2 - \Gamma_2^2)/4}{(E_2 - E_1)^2 + (\Gamma_1 - \Gamma_2)^2/4} - i\frac{\Gamma_1\Gamma_2(E_2 - E_1)}{(E_2 - E_1)^2 + (\Gamma_1 - \Gamma_2)^2/4} , \end{aligned}$$

что совпадает с формулой Шапиро (7).

Рассмотренный метод дает удобную вычислительную схему, позволяя записывать амплитуду рассеяния в виде суммы БВ членов, для случая одного канала и произвольного числа резонансов.

Очевидно, однако, что построенная модель не является T-инвариантной.

Условие симметрии S-матрицы ($S_{ij} = S_{ji}$) приводит к дополнительным соотношениям:

$$B_{ij} = B_{ji} , \qquad C_{iR}^* = Q_R A_{iR} . \tag{24}$$

К сожалению, нет реального и последовательного способа обеспечить выполнение последнего условия. Использование проекционных операторов [11] делает метод формально T-инвариантным, но практически неприменимым для использования.

Некоторые дополнительные предположения, упрощающие метод до конкретной модели, ведут к автоматическому выполнению условия (24). Например, оно будет выполняться, если считать, что координаты A_{iR} действительны и не зависят от уровня R.

S-матрица рассеяния в этом модельном случае будет иметь вид

$$S_{ij}^{(R)} = \delta_{ij} - iA_iA_j\sum_{R=1}^{N}\frac{Q_R}{E - E_R + i\Gamma_R/2} ,$$

где

$$\begin{aligned} Q_R &= \sum_{g=1}^{N} U_{gR}^{-1} , \\ U_{gR} &= \frac{1}{(\Gamma_R + \Gamma_g)/2 + i(E_R - E_g)} . \end{aligned}$$

6 Заключение

Формулы Брейта-Вигнера и их модификации используются в подавляющем числе случаев для описания экспериментальных данных по процессам, идущим через резонансные промежуточные состояния. Запись амплитуд рассеяния в виде формул типа БВ необходима и для сопоставления с экспериментами различных теоретических подходов, в рамках которых находятся спектры и свойства резонансов.

Обычные формулы БВ в случае одного резонанса и одного или нескольких каналов рассеяния исходно удовлетворяют условию унитарности, однако существует проблема построения явно унитарной S-матрицы в случае нескольких перекрывающихся резонансов с одинаковыми квантовыми числами, таких, что $\mid E_{R_1} - E_{R_2} \mid \sim \Gamma_{R_1} + \Gamma_{R_2}$. Обычно используемое простейшее выражение для амплитуды рассеяния в виде суммы БВ слагаемых в случае перекрывающихся резонансов некорректно и нарушает унитарность.

Мы рассмотрели возможность интерпретации в духе формул типа БВ существующих методов построения явно унитарной резонансной S-матрицы, пригодных для работы с перекрывающимися резонансами. Анализ этих подходов показывает, что задача построения унитарной многоканальной, многорезонансной БВ -типа S -матрицы продолжает оставаться актуальной, и в последующей работе приведем последовательную процедуру ее получения для общего случая M каналов и N резонансов. Мы надеемся, что этот метод будет полезен при описании и для интерпретации многих задач физики резонансов и ядерной физики.

Один из авторов (В.К.Х.) благодарен В.Л.Любошицу за обсуждение деталей работы [10].

Литература

1. G.Breit, E.P.Wigner, Phys.Rev. **49**, 519 (1936)
2. E.P.Wigner, L.Eisenbud, Phys.Rev. **72**, 29 (1947)
3. H.Feshbach, Ann. Phys. **5**, 537 (1958)
4. D.Bjorken, Phys.Rev.Lett. **4**, 473 (1960)
5. R.H.Dalitz, Strange Particles and Strong Interactions, Oxford University Press (1962)
6. В.К.Хеннер, ЯФ **37**, 1134 (1983)
7. И.С.Шапиро, Перекрывающиеся уровни и гигантские резонансы. В сб. "Проблемы современной ядерной физики", М.,"Наука", 1971, с.273-285
8. И.Ю.Кобзарев, Н.Н.Николаев, Л.Б.Окунь, ЯФ **10**, 864 (1969); И.Ю.Кобзарев, Материалы VII Зимней школы ЛИЯФ, ч.2, Л., 298-312 (1972);
9. J.S.Bell, J.Steinberger, Proc. of the Intern. Conf. on Elementary Particles, Oxford, (1965)
10. В.Л.Любошиц, Сообщение ОИЯИ, Р2-5328, Дубна (1970); В.Л.Любошиц, Материалы XIX Зимней школы ЛИЯФ, ч.1, Л., 33-97 (1984);
11. M.Simonius, Nucl. Phys. **A218**, 53 (1974)

Рукопись поступила в издательский отдел
17 марта 1995 года.

Хеннер В.К., Белозерова Т.С. Р4-95-114

Перекрывающиеся резонансы в многоканальных реакциях

Изучается проблема построения унитарной S-матрицы в случае нескольких перекрывающихся резонансов с одинаковыми квантовыми числами, таких, что $|E_{R_1} - E_{R_2}| \approx \Gamma_{R_1} + \Gamma_{R_2}$. Рассматривается возможность интерпретации на основе формул типа Брейта — Вигнера существующих методов работы с перекрывающимися резонансами.

Работа выполнена в Лаборатории теоретической физики им. Н.Н.Боголюбова ОИЯИ.

Сообщение Объединенного института ядерных исследований. Дубна, 1995

Henner V.K., Belozerova T.S. P4-95-114

Overlapping Resonances in Multichannel Reactions

The problem of constructing the unitarity S-matrix for the overlapping resonances with the same quantum number, such as $|E_{R_1} - E_{R_2}| \approx \Gamma_{R_1} + \Gamma_{R_2}$ is discussed. The interpretation with the help of the Breit — Wigner type formulae of the existing methods of working with overlapping resonances has been studied.

The investigation has been performed at the Bogoliubov Laboratory of Theoretical Physics, JINR.

Communication of the Joint Institute for Nuclear Research. Dubna, 1995