Письма в ЖЭТФ, том 107, вып. 5, с. 292 – 297

$K\bar{K}$-петлевой механизм нарушения изотопической симметрии в распаде $\eta(1405) \to f_0(980)\pi^0 \to \pi^+\pi^-\pi^0$. Роль аномальных порогов Ландау

Н. Н. Ачасов[1)], *Г. Н. Шестаков*

Лаборатория теоретической физики, Институт математики им. С.Л. Соболева СО РАН, 630090 Новосибирск, Россия

Поступила в редакцию 9 января 2018 г.

После переработки 18 января 2018 г.

Анализируется аномальное нарушение изотопической симметрии в распаде $\eta(1405) \to f_0(980)\pi^0 \to \pi^+\pi^-\pi^0$ за счет механизма, содержащего аномальные пороги Ландау (логарифмические треугольные сингулярности), т.е. за счет перехода $\eta(1405) \to (K^*\bar{K} + \bar{K}^*K) \to (K^+K^- + K^0\bar{K}^0)\pi^0 \to f_0(980)\pi^0 \to \pi^+\pi^-\pi^0$. Показано, что для оценки эффекта принципиально важным оказывается учет конечной ширины K^*-мезона. Приводится сравнение различных масштабов нарушения изотопической симметрии, связанного с разностью масс K^+- и K^0-мезонов.

DOI: 10.7868/S0370274X18050028

В 2012 г. коллаборация BESIII измерила распады $J/\psi \to \gamma\pi^+\pi^-\pi^0$ и $J/\psi \to \gamma\pi^0\pi^0\pi^0$ и обнаружила в трехпионных спектрах масс в районе 1.4 ГэВ резонансный пик шириной около 50 МэВ [1]. При этом оказалось, что в соответствующих $\pi^+\pi^-$- и $\pi^0\pi^0$-спектрах масс в районе 990 МэВ (т.е. в области K^+K^-- и $K^0\bar{K}^0$-порогов) содержится узкая структура с шириной около 10 МэВ [1]. Таким образом, в этом эксперименте впервые наблюдался (со статистической достоверностью, большей чем 10σ) нарушающий изоспин распад $J/\psi \to \gamma\eta(1405) \to \gamma f_0(980)\pi^0$ с последующим распадом $f_0(980) \to \pi^+\pi^-, \pi^0\pi^0$. Согласно данным [1]:

$$BR(J/\psi \to \gamma\eta(1405) \to \gamma f_0(980)\pi^0 \to \gamma\pi^+\pi^-\pi^0) = \\ = (1.50 \pm 0.11 \pm 0.11) \cdot 10^{-5}\,. \quad (1)$$

С учетом данных Particle Data Group (PDG) коллаборация BESIII получила также величину для отношения [1]:

$$\frac{BR(\eta(1405) \to f_0(980)\pi^0 \to \pi^+\pi^-\pi^0)}{BR(\eta(1405) \to a_0^0(980)\pi^0 \to \eta\pi^0\pi^0)} = \\ = (17.9 \pm 4.2)\%\,, \quad (2)$$

которая практически исключает возможность объяснения найденного эффекта нарушения изотопической симметрии за счет механизма $a_0^0(980) - f_0(980)$-смешивания [т.е. за счет перехода $a_0^0(980) \to (K^+K^- + K^0\bar{K}^0) \to f_0(980)$]. В то же время узкая структура резонансного типа, обнаруженная в $\pi^+\pi^-$- и $\pi^0\pi^0$-спектрах масс в распадах $\eta(1405) \to \pi^+\pi^-\pi^0$, $\pi^0\pi^0\pi^0$ в области K^+K^-- и $K^0\bar{K}^0$-порогов, указывает, что механизм, ответственный за рождение $f_0(980)$-резонанса в распаде $\eta(1405) \to f_0(980)\pi^0 \to 3\pi$, подобен механизму $a_0^0(980) - f_0(980)$-смешивания [2–4], т.е. обусловлен $K\bar{K}$-петлевым переходом $\eta(1405) \to (K^+K^- + K^0\bar{K}^0)\pi^0 \to f_0(980)\pi^0 \to 3\pi$, амплитуда которого не исчезает, благодаря разности масс K^+- и K^0-мезонов, и оказывается значительной в узкой области между K^+K^-- и $K^0\bar{K}^0$-порогами.

Сравнение результата (1), полученного BESIII, с данными PDG [5] для доминирующего канала распада $J/\psi \to \gamma\eta(1405/1475) \to \gamma K\bar{K}\pi$,

$$BR(J/\psi \to \gamma\eta(1405/1475) \to \gamma K\bar{K}\pi) = \\ = (2.8 \pm 0.6) \cdot 10^{-3}, \quad (3)$$

дает

$$\frac{BR(J/\psi \to \gamma\eta(1405) \to \gamma f_0(980)\pi^0 \to \gamma\pi^+\pi^-\pi^0)}{BR(J/\psi \to \gamma\eta(1405/1475) \to \gamma K\bar{K}\pi)} = \\ = (0.53 \pm 0.13)\%\,. \quad (4)$$

Значение этого отношения также говорит об очень большом нарушении изотопической инвариантности в распаде $\eta(1405) \to f_0(980)\pi^0$.

Далее мы анализируем возможность теоретического объяснения сильного нарушения изотопической инвариантности в распаде $\eta(1405) \to f_0(980)\pi^0 \to \pi^+\pi^-\pi^0$ за счет аномальных порогов Ландау (или логарифмических треугольных сингулярностей), которые присутствуют в

[1)]e-mail: achasov@math.nsc.ru

амплитуде перехода $\eta(1405) \to (K^*\bar{K} + \bar{K}^*K) \to \to K\bar{K}\pi^0 \to f_0(980)\pi^0 \to \pi^+\pi^-\pi^0$ (см. диаграмму на рис. 1) вблизи $K\bar{K}$-порогов. Попытки объяснить

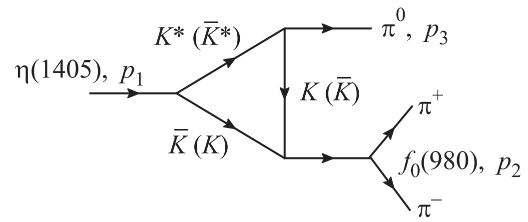

Рис. 1. Диаграмма распада $\eta(1405) \to (K^*\bar{K}+\bar{K}^*K) \to \to K\bar{K}\pi^0 \to f_0(980)\pi^0 \to \pi^+\pi^-\pi^0$. В области $\eta(1405)$-резонанса все промежуточные частицы в треугольной петле этой диаграммы могут находиться на массовой поверхности. Как следствие, в гипотетическом случае стабильного K^*-мезона в мнимой части амплитуды этой треугольной диаграммы возникает логарифмическая сингулярность [10–13]. p_1, p_2, p_3 обозначают 4-импульсы частиц в реакции, $p_1^2 = s_1$ – квадрат инвариантной массы $\eta(1405)$-резонанса или конечной $\pi^+\pi^-\pi^0$-системы, $p_2^2 = s_2$ — квадрат инвариантной массы $f_0(980)$ или конечной $\pi^+\pi^-$-системы, $p_3^2 = m_{\pi^0}^2$

распад $\eta(1405) \to f_0(980)\pi^0 \to \pi^+\pi^-\pi^0$ с помощью такого механизма были предприняты в работах [6–9]. Вскоре после этого мы обратили внимание, что в проведенных расчетах векторный K^*-мезон, $K^*(892)$, в промежуточном состоянии считался стабильной частицей, и показали [10], что учет его конечной ширины, $\Gamma_{K^*} \approx \Gamma_{K^*\to K\pi} \approx 50$ МэВ, сглаживает логарифмические сингулярности в амплитуде и приводит к уменьшению рассчитываемой вероятности распада $\eta(1405) \to f_0(980)\pi^0 \to \pi^+\pi^-\pi^0$ в 6–8 раз по сравнению со случаем $\Gamma_{K^*} = 0$. Предполагая также доминантность распада $\eta(1405) \to (K^*\bar{K} + \bar{K}^*K) \to K\bar{K}\pi^0$, мы получили оценку [10]:

$$BR(J/\psi \to \gamma\eta(1405) \to \gamma f_0(980)\pi^0 \to \gamma\pi^+\pi^-\pi^0) \approx \approx 1.12 \cdot 10^{-5}, \quad (5)$$

разумно согласующуюся с данными BESIII [1], приведенными в (1).

Здесь в отличие от работы [10] мы подробно показываем, как при учете конечной ширины K^*-мезона исчезает логарифмическая сингулярность (т.е. как в итоге модифицируются мнимая и реальная части амплитуды, нарушающей изоспин) и как возникает узкая резонансная структура в $\pi^+\pi^-$-спектре масс в распаде $\eta(1405) \to f_0(980)\pi^0 \to \pi^+\pi^-\pi^0$. Кроме того, мы впервые демонстрируем резкое изменение на 90° фазы амплитуды рождения $f_0(980)$-резонанса в области между K^+K^-- и $K^0\bar{K}^0$-порогами.

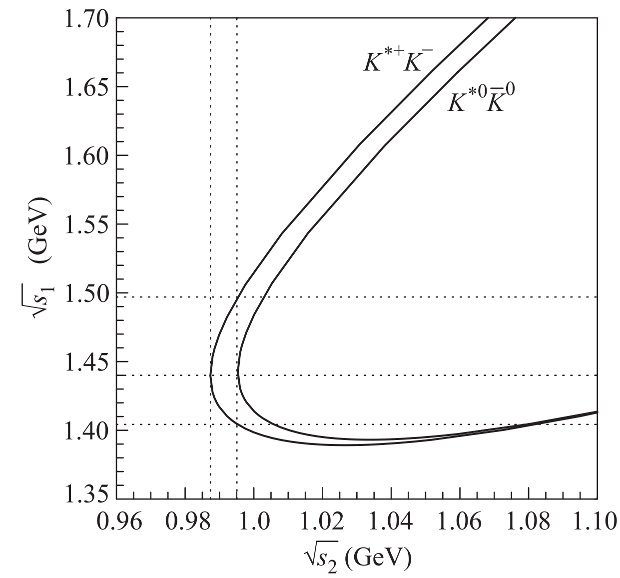

Рис. 2. Сплошные кривые на плоскости $(\sqrt{s_2}, \sqrt{s_1})$ показывают положения логарифмической сингулярности в мнимой части треугольной диаграммы (см. рис. 1), отвечающей вкладам $K^{*+}K^-$- и $K^{*0}\bar{K}^0$-промежуточных состояний. Пунктирными вертикальными линиями отмечены K^+K^-- и $K^0\bar{K}^0$-пороги по переменной $\sqrt{s_2}$ (т.е. ее значения, равные $2m_{K^+} = 0.987354$ ГэВ и $2m_{K^0} = 0.995344$ ГэВ). Пунктирными горизонтальными линиями отмечены значения переменной $\sqrt{s_1}$, равные 1.404 ГэВ, 1.440 ГэВ и 1.497 ГэВ. При 1.404 ГэВ $< \sqrt{s_1} <$ 1.497 ГэВ логарифмическая сингулярность для случая $K^{*+}K^-$-промежуточного состояния располагается при значениях $\sqrt{s_2}$, находящихся между K^+K^-- и $K^0\bar{K}^0$-порогами, а для случая $K^{*0}\bar{K}^0$-промежуточного состояния она не уходит от $K^0\bar{K}^0$-порога дальше, чем на 6 МэВ. Приблизительно при значении $\sqrt{s_1} = 1.440$ ГэВ сингулярности касаются $K\bar{K}$-порогов

Чтобы как можно яснее продемонстрировать влияние ширины K^*-мезона на расчет нарушающей изоспин диаграммы, показанной на рис. 1, мы пренебрежем наличием спиновых эффектов, которые лишь существенно усложняют промежуточные вычисления [10], но фактически никак не сказываются на конечном результате (т.е. будем далее считать K^* бесспиновой частицей). [2)]

[2)] Следует также отметить, что сходимость или расходимость треугольной диаграммы, как и $K\bar{K}$-петель в случае $a_0^0(980) \to (K^+K^- + K^0\bar{K}^0) \to f_0(980)$-перехода, не имеет отношения к обсуждаемому эффекту нарушения изоспина. Сумма констант вычитания для вкладов заряженных и нейтральных промежуточных состояний в дисперсионном представлении для нарушающей изоспин амплитуды имеет естественный порядок малости $\sim (m_{K^0} - m_{K^+})$ и не может отвечать за усиление нарушения симметрии в узкой области около K^+K^-- и $K^0\bar{K}^0$-порогов.

Для амплитуды треугольной петли (см. рис. 1) введем обозначение:

$$T = 2\frac{g_1 g_2 g_3}{16\pi}[F_+(s_1,s_2) - F_0(s_1,s_2)], \qquad (6)$$

где g_1, g_2, g_3 – константы связи в вершинах (они полагаются одинаковыми для заряженных и нейтральных каналов), амплитуды $F_+(s_1,s_2)$ и $F_0(s_1,s_2)$ описывают вклады заряженного и нейтрального промежуточных состояний соответственно, а множитель 2 учитывает, что таких вкладов два. При этом нарушение изоспина в рассматриваемой диаграмме мы связываем только с разностью масс стабильных заряженных и нейтральных K-мезонов и полагаем $m_{K^{*+}} = m_{K^{*0}} = 0.8955$ ГэВ. Амплитуда $F_+ \equiv \equiv F_+(s_1,s_2)$ имеет вид

$$F_+ = \frac{\mathrm{i}}{\pi^3}\int \frac{d^4k}{D_1 D_2 D_3}, \qquad (7)$$

где $D_1 = (k^2 - m^2_{K^{*+}} + \mathrm{i}\varepsilon)$, $D_2 = ((p_1-k)^2 - m^2_{K^-} + \mathrm{i}\varepsilon)$ и $D_3 = ((k-p_3)^2 - m^2_{K^+} + \mathrm{i}\varepsilon)$ – обратные пропагаторы частиц в петле. В области $s_1 \geq (m_{K^{*+}} + m_{K^+})^2$ и $s_2 \geq 4m^2_{K^+}$ мнимая часть F_+ слагается из мнимой части, которая определяется скачком на $K^{*+}K^-$-разрезе по переменной s_1, и мнимой части, которая определяется скачком на K^+K^--разрезе по переменной s_2:

$$\mathrm{Im}F_+ = \mathrm{Im}F_+^{(K^{*+}K^-)} + \mathrm{Im}F_+^{(K^+K^-)}, \qquad (8)$$

$$\mathrm{Im}F_+^{(K^{*+}K^-)} = \frac{1}{\sqrt{\Delta}}\ln\left[\frac{\alpha_+ + \sqrt{\Delta\delta_+}}{\alpha_+ - \sqrt{\Delta\delta_+}}\right], \qquad (9)$$

$$\mathrm{Im}F_+^{(K^+K^-)} = \frac{1}{\sqrt{\Delta}}\ln\left[\frac{\alpha'_+ + \sqrt{\Delta\delta'_+}}{\alpha'_+ - \sqrt{\Delta\delta'_+}}\right], \qquad (10)$$

где

$$\Delta = s_1^2 - 2s_1(s_2 + m^2_{\pi^0}) + (s_2 - m^2_{\pi^0})^2, \qquad (11)$$

$$\alpha_+ = s_1^2 - s_1(s_2 + m^2_{\pi^0} + m^2_{K^{*+}} - m^2_{K^+}) + + (s_2 - m^2_{\pi^0})(m^2_{K^+} - m^2_{K^{*+}}), \qquad (12)$$

$$\delta_+ = s_1^2 - 2s_1(m^2_{K^{*+}} + m^2_{K^+}) + (m^2_{K^{*+}} - m^2_{K^+})^2, \qquad (13)$$

$$\alpha'_+ = s_2(s_2 - s_1 - m^2_{\pi^0} - 2m^2_{K^+} + 2m^2_{K^{*+}}), \qquad (14)$$

$$\delta'_+ = s_2(s_2 - 4m^2_{K^+}). \qquad (15)$$

Заменяя в (7)–(15) индекс + на индекс 0 у функций и массы заряженных промежуточных частиц на массы их нейтральных партнеров, мы получим все, что нужно для описания амплитуды $F_0 \equiv F_0(s_1,s_2)$.

Особенность рассматриваемого случая состоит в том, что в области $\eta(1405)$-резонанса все промежуточные частицы в треугольной диаграмме на рис. 1

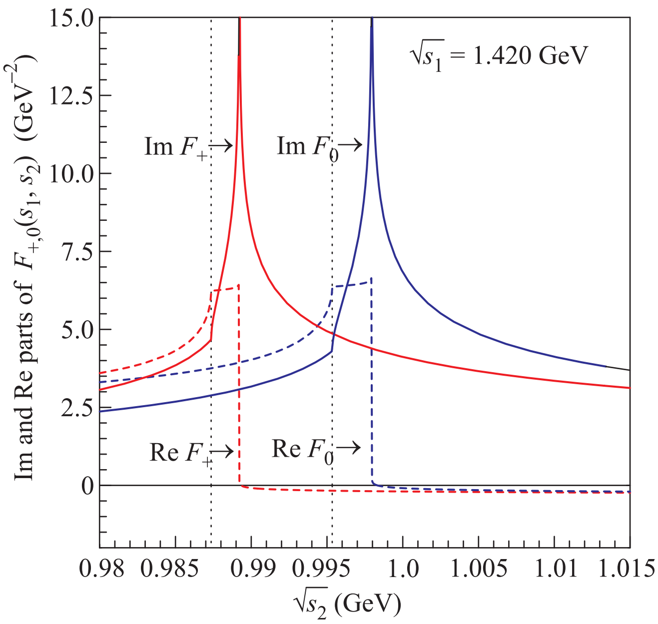

Рис. 3. (Цветной онлайн) Мнимые (реальные) части амплитуды $F_+(s_1,s_2)$ – сплошные (штриховые) кривые для заряженного промежуточного состояния и амплитуды $F_0(s_1,s_2)$ для нейтрального промежуточного состояния в треугольной петле, рассчитанные в гипотетическом случае стабильного промежуточного K^*-мезона

могут находиться на массовой поверхности. Такая ситуация имеет место при значениях кинематических переменных s_1 и s_2, связанных между собой соотношениями

$$\alpha_{+,0} = \pm\sqrt{\Delta\delta_{+,0}} \qquad (16)$$

или эквивалентными соотношениями

$$\alpha'_{+,0} = \pm\sqrt{\Delta\delta'_{+,0}}. \qquad (17)$$

Следовательно, в гипотетическом случае стабильного K^*-мезона в мнимой части амплитуды этой треугольной диаграммы имеется логарифмическая сингулярность [10–13]. На рис. 2 показано, где на плоскости $(\sqrt{s_2}, \sqrt{s_1})$ расположены логарифмические сингулярности, обусловленные вкладами $K^{*+}K^-$- и $K^{*0}\bar{K}^0$-промежуточных состояний. Как видно, в области $\eta(1405)$-резонанса они находятся очень близко к $K\bar{K}$-порогам (положения которых отмечены на этом рисунке, а также на других рисунках ниже, пунктирными вертикальными линиями). Например, при $\sqrt{s_1} = 1.420$ ГэВ сингулярности во вкладах $K^{*+}K^-$- и $K^{*0}\bar{K}^0$-промежуточных состояний проявляют себя при значениях инвариантной массы $\pi^+\pi^-$-системы $\sqrt{s_2} \approx 0.989$ ГэВ и 0.998 ГэВ соответственно (см. рис. 2). На рис. 3 представлен типичный пример поведения мнимых и реальных частей амплитуд

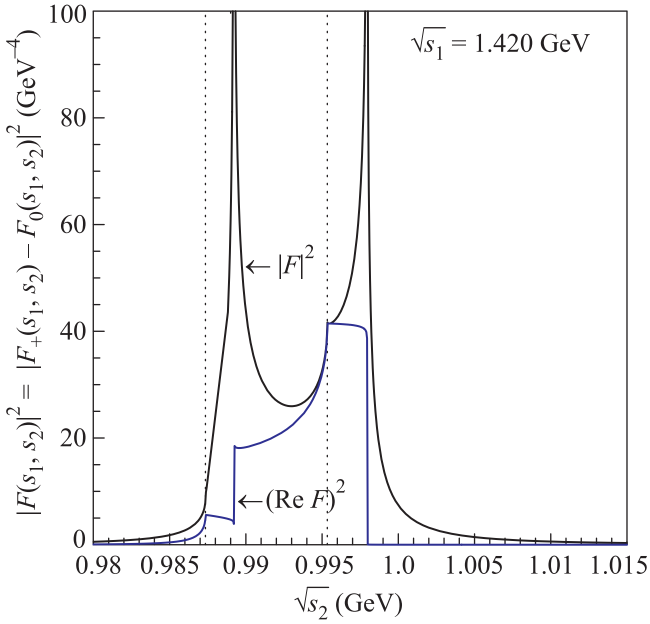

Рис. 4. (Цветной онлайн) Квадрат модуля и квадрат реальной части амплитуды треугольной петли $F(s_1,s_2)\equiv$ $\equiv F_+(s_1,s_2)-F_0(s_1,s_2)$, нарушающей изотопическую инвариантность, отвечающие гипотетическому случаю стабильного промежуточного K^*-мезона. Интегральные вклады от мнимой и реальной частей амплитуды здесь приблизительно одинаковые

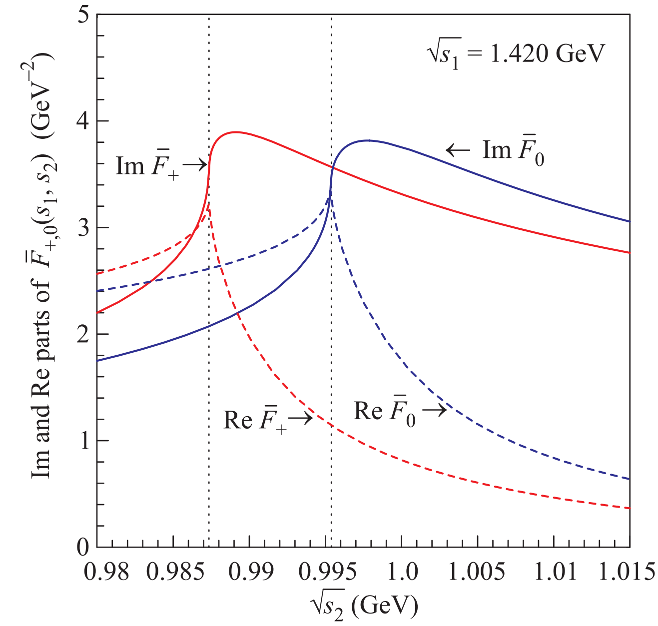

Рис. 5. (Цветной онлайн) Мнимые (реальные) части амплитуды $\bar{F}_+(s_1,s_2)$ – сплошные (штриховые) кривые для заряженного промежуточного состояния и амплитуды $\bar{F}_0(s_1,s_2)$ для нейтрального промежуточного состояния в треугольной петле, рассчитанные с учетом нестабильности промежуточного K^*-мезона

$F_+(s_1,s_2)$, $F_0(s_1,s_2)$ как функций $\sqrt{s_2}$ в районе $K\bar{K}$-порогов при разных $\sqrt{s_1}$ в области $\eta(1405)$-резонанса, конкретно при $\sqrt{s_1}=1.420$ ГэВ. Картина характеризуется сингулярностями в $\mathrm{Im}F_{+,0}(s_1,s_2)$ и скачками в $\mathrm{Re}F_{+,0}(s_1,s_2)$.

Так как расположенные в разных местах сингулярности от заряженных и нейтральных промежуточных состояний не компенсируют друг друга, то может показаться, что рассматриваемый механизм ведет к катастрофическому нарушению изотопической симметрии в распаде $\eta(1405)\to\pi^+\pi^-\pi^0$, как это иллюстрирует рис. 4.

Однако в действительности такая "сингулярная картина" реализоваться не может. Учет конечной ширины K^*-резонанса (т.е. усреднение амплитуды по резонансному брейт-вигнеровскому распределению K^* в соответствии со спектральным представлением Челлена–Лемана для пропагатора нестабильного K^*-мезона [11–13]) замазывает логарифмические особенности в амплитуде и тем самым усиливает компенсацию вкладов $(K^{*+}K^-+K^{*-}K^+)$- и $(K^{*0}\bar{K}^0+\bar{K}^{*0}K^0)$-промежуточных состояний. В результате это приводит к уменьшению рассчитываемой ширины распада $\eta(1405)\to\pi^+\pi^-\pi^0$ в несколько раз по сравнению со случаем $\Gamma_{K^*\to K\pi}=0$ и сосредоточению основного эффекта нарушения изоспина в области инвариантных масс $\pi^+\pi^-$ между $K\bar{K}$-порогами.

Итак, согласно сказанному выше, запишем пропагатор нестабильного K^*-мезона в форме спектрального представления Челлена–Лемана [11–13]:

$$\frac{1}{m^2_{K^*}-k^2-\mathrm{i}m_{K^*}\Gamma_{K^*}}\to\int\limits_{(m_K+m_\pi)^2}^{\infty}dm^2\frac{\rho(m^2)}{m^2-k^2-\mathrm{i}\varepsilon} \qquad (18)$$

и аппроксимируем $\rho(m^2)$ следующим образом:

$$\rho(m^2)=\frac{1}{\pi}\frac{m_{K^*}\Gamma_{K^*}}{(m^2-m^2_{K^*})^2+(m_{K^*}\Gamma_{K^*})^2}. \qquad (19)$$

Далее заменим в формулах для амплитуд $F_{+,0}(s_1,s_2)$ квадрат массы K^*-мезона $m^2_{K^*}$ на квадрат переменной массы m^2 и определим взвешенные со спектральной плотностью $\rho(m^2)$ амплитуды [11–13]:

$$\bar{F}_{+,0}(s_1,s_2)=\int\limits_{(m_K+m_\pi)^2}^{\infty}\rho(m^2)\,F_{+,0}(s_1,s_2;m^2)dm^2. \qquad (20)$$

Рис. 5 иллюстрирует поведение мнимых и реальных частей взвешенных амплитуд $\bar{F}_+(s_1,s_2)$ и $\bar{F}_0(s_1,s_2)$ как функций $\sqrt{s_2}$ в районе $K\bar{K}$-порогов при $\sqrt{s_1}=$ $=1.420$ ГэВ. Сравнение этого рисунка с рис. 3 показывает, что от сингулярного поведения амплитуд

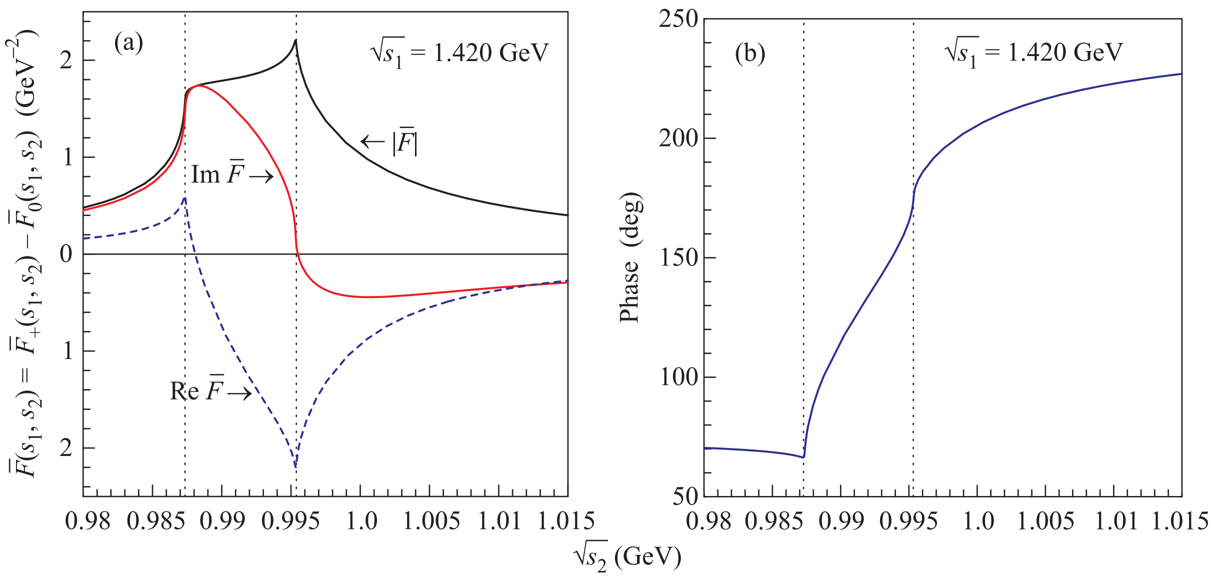

Рис. 6. (Цветной онлайн) (a) – Модуль, мнимая и реальная части амплитуды треугольной петли $\bar F(s_1,s_2) = \bar F_+(s_1,s_2) - \bar F_0(s_1,s_2)$, полученные с учетом нестабильности промежуточного K^*-мезона. (b) – Фаза амплитуды $\bar F(s_1,s_2)$

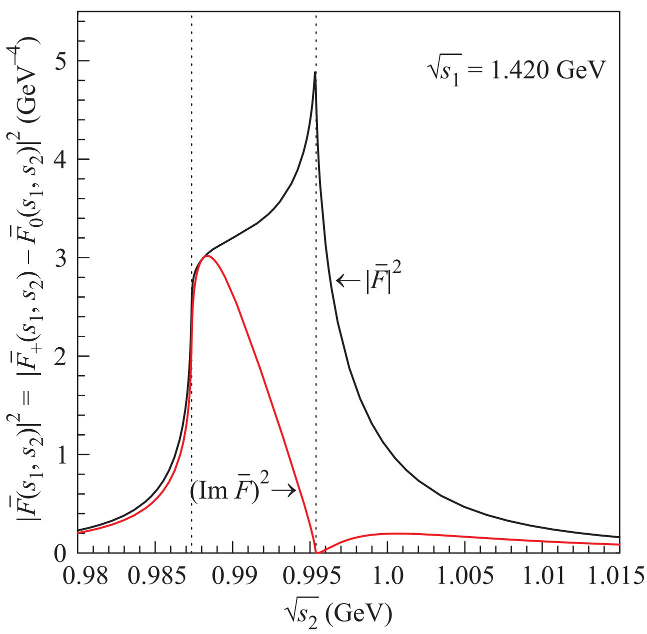

Рис. 7. (Цветной онлайн) Квадрат модуля и квадрат мнимой части амплитуды треугольной петли $\bar F(s_1,s_2) = \bar F_+(s_1,s_2) - \bar F_0(s_1,s_2)$, полученные с учетом нестабильности промежуточного K^*-мезона. Представленную картину следует сравнить с рис. 4

$F_+(s_1,s_2)$ и $F_0(s_1,s_2)$ фактически ничего не остается после учета нестабильности промежуточного K^*-мезона.

Модуль, мнимая и реальная части, а также фаза амплитуды треугольной петли $\bar F(s_1,s_2) \equiv \bar F_+(s_1,s_2) - \bar F_0(s_1,s_2)$, нарушающей изотопическую инвариантность, рассчитанные с учетом нестабильности промежуточного K^*-мезона, представлены на рис. 6. Как видно, все характерные особенности амплитуды $\bar F(s_1,s_2)$ привязаны к $K\bar K$-порогам и поведение ее модуля и фазы во многом подобно поведению модуля и фазы амплитуды $a_0^0(980) - f_0(980)$-смешивания [2, 4].

Показанный на рис. 7 квадрат модуля амплитуды $\bar F(s_1,s_2) = \bar F_+(s_1,s_2) - \bar F_0(s_1,s_2)$, полученный с учетом нестабильности промежуточного K^*-мезона, следует сравнить с аналогичной величиной на рис. 4 для случая $\Gamma_{K^*} = 0$. Отметим, что площади под соответствующими кривыми на этих рисунках различаются приблизительно на порядок. Таково влияние величины $\Gamma_{K^*} = 50$ МэВ. Отметим также, что модификация за счет конечной ширины K^*-мезона вкладов логарифмических треугольных сингулярностей (наличие которых определяется лишь условиями (16) или (17) и не связано со спиновой структурой частиц) остается практически неизменной и при учете спиновых эффектов в распаде $\eta(1405) \to (K^*\bar K + \bar K^* K) \to \to (K^+K^- + K^0\bar K^0)\pi^0 \to f_0(980)\pi^0 \to \pi^+\pi^-\pi^0$, что явно демонстрирует результат расчета, приведенный в [10].

Аналогичные картины имеют место при всех значениях $\sqrt{s_1}$ в области $\eta(1405)$-резонанса. На рис. 8 мы привели общий вид спектра масс $\pi^+\pi^-$ в распаде $\eta(1405) \to \pi^+\pi^-\pi^0$, рассчитанный при номинальной массе $\eta(1405)$, т.е. при $\sqrt{s_1} = 1.405$ ГэВ, по формуле

$$\frac{dN}{d\sqrt{s_2}} = C\sqrt{\frac{\Delta}{s_1}}\left|\bar{F}_+(s_1,s_2) - \bar{F}_0(s_1,s_2)\right|^2 \times \times \frac{s_2\Gamma_{f_0\to\pi^+\pi^-}(\sqrt{s_2})}{\pi|D_{f_0}(\sqrt{s_2})|^2}, \tag{21}$$

где C – нормировочная постоянная, $\Gamma_{f_0\to\pi^+\pi^-}(\sqrt{s_2})$ и $D_{f_0}(\sqrt{s_2})$ – ширина распада на $\pi^+\pi^-$ и обратный пропагатор $f_0(980)$ [14].

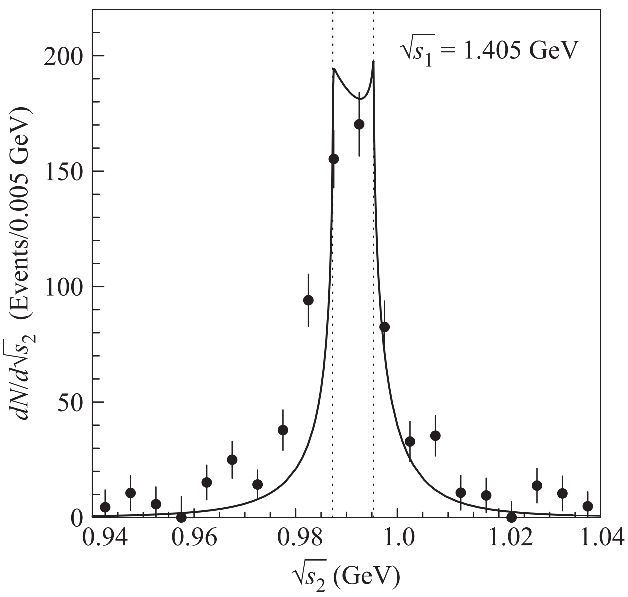

Рис. 8. Иллюстрация формы спектра масс $\pi^+\pi^-$ в распаде $\eta(1405) \to \pi^+\pi^-\pi^0$, построенного по формуле (21), отвечающей вкладу диаграммы на рис. 1. Точки с ошибками — первые данные BESIII по этому распаду [1]

В заключение перечислим возможные масштабы нарушения изотопической симметрии, индуцированного разностью масс K^+- и K^0-мезонов, которые могут возникать в различных реакциях.

Итак, обычный порядок нарушения изотопической симметрии в амплитуде процесса, определяемый разностями масс частиц в мезонных изотопических мультиплетах,

$$\simeq (m_{K^0} - m_{K^+})/m_{K^0} \approx 1/126; \tag{22}$$

порядок нарушения симметрии в амплитуде процесса в области между K^+K^-- и $K^0\bar{K}^0$-порогами за счет любого механизма рождения $K\bar{K}$-пар с определенным изоспином в S-волне без аномальных порогов Ландау [4, 14], в частности, за счет $a_0^0(980) - f_0(980)$-смешивания [2, 4],

$$\simeq \sqrt{2(m_{K^0} - m_{K^+})/m_{K^0}} \approx 0.127; \tag{23}$$

порядок нарушения симметрии в амплитуде распада $\eta(1405) \to f_0(980)\pi^0 \to \pi^+\pi^-\pi^0$ за счет логарифмических треугольных сингулярностей во вкладах $(K^*\bar{K} + \bar{K}^*K)$-промежуточных состояний в области $\sqrt{s_2}$ между $K^0\bar{K}^0$- и K^+K^--порогами [10]:

$$\simeq \left|\ln\left|\frac{\Gamma_{K^*}/2}{\sqrt{m_{K^0}^2 - m_{K^+}^2 + \Gamma_{K^*}^2/4}}\right|\right| \approx 1 \tag{24}$$

(такую оценку для нескомпенсированного вклада между заряженными и нейтральными промежуточными состояниями в треугольной диаграмме, согласующуюся с рис. 6а, можно получить, например, из формулы (10), заменив в ней в точке сингулярности $m_{K^*}^2$ на $m_{K^*}^2 - \mathrm{i}m_{K^*}\Gamma_{K^*}$).

Во всех случаях аномального нарушения изотопической симметрии, соответствующих формулам (23) и (24), фаза нарушающей симметрию амплитуды меняется в области между K^+K^-- и $K^0\bar{K}^0$-порогами приблизительно на 90° [4, 10, 14].

Работа частично поддержана грантом РФФИ # 16-02-00065 и грантом Президиума Российской академии наук # 0314-2015-0011.

1. M. Ablikim, M. N. Achasov, O. Albayrak et al. (BESIII Collab.), Phys. Rev. Lett. **108**, 182001 (2012).
2. N. N. Achasov, S. A. Devyanin, and G. N. Shestakov, Phys. Lett. B **88**, 367 (1979).
3. Н. Н. Ачасов, С. А. Девянин, Г. Н. Шестаков, ЯФ **33**, 1337 (1981) [N. N. Achasov, S. A. Devyanin, and G. N. Shestakov, Sov. J. Nucl. Phys. **33**, 715 (1981)].
4. N. N. Achasov and G. N. Shestakov, Nucl. Part. Phys. Proc. **287–288**, 89 (2017).
5. C. Patrignani, K. Agashe, G. Aielli, et al. (Particle Data Group), Chin. Phys. C **40**, 100001 (2016), and 2017 update.
6. J. J. Wu, X. H. Liu, Q. Zhao, and B. S. Zou, Phys. Rev. Lett. **108**, 081803 (2012).
7. F. Aceti, W. H. Liang, E. Oset, J. J. Wu, and B. S. Zou, Phys. Rev. D **86**, 114007 (2012).
8. X. G. Wu, J. J. Wu, Q. Zhao, and B. S. Zou, Phys. Rev. D **87**, 014023 (2013).
9. F. Aceti, J. M. Dias, and E. Oset, Eur. Phys. J. A **51**, 48 (2015).
10. N. N. Achasov, A. A. Kozhevnikov, and G. N. Shestakov, Phys. Rev. D **92**, 036003 (2015).
11. N. N. Achasov and A. A. Kozhevnikov, Z. Phys. C **48**, 121 (1990).
12. Н. Н. Ачасов, А. А. Кожевников, ЯФ **56**, 191 (1993) [N. N. Achasov and A. A. Kozhevnikov, Phys. Atom. Nucl. **56**, 1261 (1993)].
13. N. N. Achasov and A. A. Kozhevnikov, Phys. Rev. D **49**, 275 (1994).
14. N. N. Achasov, A. A. Kozhevnikov, and G. N. Shestakov, Phys. Rev. D **93**, 114027 (2016).