

О ВОЗМОЖНОСТИ АНОМАЛЬНО БОЛЬШОЙ ШИРИНЫ РАСПАДА $E(1420) \rightarrow 2\gamma$

On the Possibility of Anomalously Large Width in the Decay of $E(1420) \rightarrow 2\gamma$

А. Н. ЗАСЛАВСКИЙ, В. ТЫБОР

Объединенный институт ядерных исследований, Лаборатория теоретической физики, Дубна*

(Поступила в редакцию 16 сентября 1968)

Оценена ширина распада $E \rightarrow 2\gamma$ в рамках нарушенной $SU(6)_W$ -симметрии. Значение ширины сильно зависит от схемы нарушения $SU(6)_W$. Возможна аномально большая ширина ~ 1 Мэб.

1. В работах [1, 2] было показано, что в рамках нарушенной симметрии $SU(6)_W$ девятой псевдоскалярной частицей нужно считать $E(1420)$ -мезон. Это позволяет делать определенные выводы о E -мезоне. Например, в работе [3] анализировались мезон-барионные столкновения и было показано, что в рамках нарушенной симметрии $SU(6)_W$ E -мезон должен рождаться столь же часто, как и η -мезон.

В настоящей работе оценивается ширина распада $E \rightarrow 2\gamma$. В § 2 рассматриваются следствия симметрии $SU(6)$, а в § 3 следствия нарушенной симметрии $SU(6)_W$. Оказывается, что значение ширины сильно зависит от схемы нарушения симметрии $SU(6)_W$. Действительно, в случае учёта только октетного нарушения из представления 35 получаем $\Gamma(E \rightarrow 2\gamma) \sim 25$ кэв, тогда как используя „массовый принцип“, сформулированный в работе [3], получаем $\Gamma \sim 1$ Мэв. Последнее значение кажется более правдоподобным по следующим причинам:

а) Октетное нарушение из 35-плета очень грубо воспроизводит массы частиц. Это свидетельствует о частном характере этого нарушения.

б) В основе „массового принципа“ лежат известные экспериментальные факты: во-первых, тот факт, что отношение магнитных формфакторов протона и нейтрона равно $-3/2$, во-вторых октетная и декуплетная доминантность мезон-барионных взаимодействий.

2. Двухфотонные распады псевдоскалярных мезонов исследовались в рамках симметрии $SU(3)$ [4, 5]. Матричные элементы брались из точной симметрии, а на-

* Адрес: Объединенный институт ядерных исследований, г. Дубна, Москва, п/я 79, СССР.

рушения учитывались только в фазовых объемах, при вычислении которых использовались физические значения масс. При этом считалось, что фотон преобразуется как 1-1 компонента октета $\gamma_B^A = \delta_1^A \delta_B^1 - \frac{1}{3} \delta_B^A$. Такой подход приводит к резкому противоречию с опытом, если η -мезон считать чисто октетным состоянием. Действительно, тогда ширина распада $\eta \rightarrow 2\gamma$ связана с шириной распада $\pi^0 \rightarrow 2\gamma$

$$\Gamma_{\gamma\gamma}(\eta_8) = \frac{1}{3} \left(\frac{m_\eta}{m_\pi} \right)^3 \Gamma_{\gamma\gamma}(\pi^0). \quad (1)$$

Так как $\Gamma_{\gamma\gamma}(\pi^0) = 7,4$ эв [5], то для ширины распада $\eta \rightarrow 2\gamma$ получаем $\Gamma_{\gamma\gamma}(\eta) = 165$ эв вместо экспериментального значения 880 ± 190 эв [5]. Ситуация изменяется, если существует девятый псевдоскалярный мезон, унитарный синглет. Тогда η -мезон не является чистым октетным состоянием, но содержит примесь синглетного состояния. Как говорилось в § 1, девятым псевдоскалярным мезоном нужно считать E -мезон. Угол смешивания E - и η -мезонов равен $\theta_p = -6,5^\circ$ [1, 2]. Тогда матричные элементы распада π^0 , η и E на два фотона зависят от двух амплитуд: синглетной M_1 и октетной M_8 .

$$\begin{aligned} T(E \rightarrow 2\gamma) &= M_1 \cos \theta_p + M_8 \sin \theta_p; \\ T(\eta \rightarrow 2\gamma) &= -M_1 \sin \theta_p + M_9 \cos \theta_p; \\ T(\pi^0 \rightarrow 2\gamma) &= \sqrt{3} M_8. \end{aligned} \quad (2)$$

Отсюда, зная значения $\Gamma_{\gamma\gamma}(\pi^0)$ и $\Gamma_{\gamma\gamma}(\eta)$, можно вычислить ширину распада $\Gamma_{\gamma\gamma}(E)$. (Ширина $\Gamma_{\gamma\gamma}$ связана с матричным элементом T формулой $\Gamma_{\gamma\gamma} = C m^3 T^2$, где C — постоянная, а m — масса распадающейся частицы.) Решая (2) относительно $T(E \rightarrow 2\gamma)$ получим два решения, которым соответствуют ширины $\Gamma_{\gamma\gamma}(E) = 380$ кэв или 2,25 Мэв. Подчеркнем однако, что эти числа получены в предположении точной SU(3) симметрии матричных элементов. Известно, что точная симметрия очень часто противоречит опыту в то время, как нет ни одного примера последовательно нарушенной симметрии SU(3) [6]. Поэтому учтем октетное нарушение

U(3) $\left(T_B^A = \delta_3^A \delta_B^3 - \frac{1}{3} \delta_B^A \right)$ в матричных элементах. Вместо (2) получаем

$$\begin{aligned} T(E) &= M_1 \cos \theta_p + (M_8 + \alpha) \sin \theta_p; \\ T(\eta) &= -M_1 \sin \theta_p + (M_8 + \alpha) \cos \theta_p; \\ T(\pi) &= \sqrt{3} M_8, \end{aligned} \quad (3)$$

где α — вклад нарушения SU(3). Из (3) видно, что теперь нет никакой связи между матричными элементами T , так как количество амплитуд увеличилось до трех.

3. Для ограничения числа независимых амплитуд применим симметрию SU(6)_W. Из анализа мезон-барийонного рассеяния хорошо известно, что точная симметрия SU(6)_W сильно нарушается [3]. Такая же ситуация имеет место и в случае двухфо-

тонных распадов мезонов 0^- . Действительно, точная $SU(6)_W$ связывает октетную и синглетную амплитуду в (2): $M_1 = 2\sqrt{2}M_8$, что приводит к заниженному значению ширины η -мезона $\Gamma(\eta) \sim 270$ эв. Поэтому только учёт нарушений $SU(6)_W$, как в массах (фазовых объемах), так в матричных элементах может привести к предсказаниям, претендующим на согласие с опытом.

Учет всех шпурионов, которые хорошо работают в массовых формулах [1] приводит к трем независимым амплитудам, что не позволяет оценить ширину $\Gamma_{\gamma\gamma}(E)$. Поэтому рассмотрим нарушения $SU(6)_W$ более частного вида.

а) Предположим, что имеет место только октетное нарушение из представления 35_S , т.е. учитывается только шпурион $[35_S(8)]$ (в обозначениях работы [1]). Такое нарушение рассматривалось Гуптой [8, 9] в случае сильных вершин и аннигиляции. В этом случае амплитуды двухфотонного распада выражаются формулой (3), но как и в случае точной симметрии, имеем $M_1 = 2\sqrt{2}M_8$. Остаются две независимые амплитуды, что позволяет вычислить ширину $\Gamma(E \rightarrow 2\gamma)$. Получаем два значения $\Gamma_{\gamma\gamma} \approx 20$ кэВ или $\Gamma_{\gamma\gamma} \approx 30$ кэВ.

Однако, необходимо сделать критическое замечание по поводу учёта только одного шпуриона $[35_S(8)]$. Шпурион $[35_S(8)]$ очень грубо воспроизводит массы элементарных частиц. Действительно, в случае 56-плета барионов, для октета $1/2^+$ получаем $N + \Sigma = 2\Lambda$, $\Lambda = \Sigma$, а для декуплета $3/2^+$ эквидистантную формулу, но спиновое расщепление неправильно $N^* = N$. В случае 36-плета мезонов нет спинового расщепления ($\rho = \pi$), для каждого октета получаем формулу Окубо-Гелл-Манна, а смешивание псевдоскалярного октета и синглета неправильно.

(Символы частиц означают в случае барионов массы, в случае мезонов — квадраты масс.)

б) Для получения амплитуд распада псевдоскалярных мезонов на два фотона применим динамический принцип, который использовался при анализе мезон-барионных столкновений в нарушенной $SU(6)_W$ [3]. В рассматриваемом случае этому принципу соответствует „диаграмма“

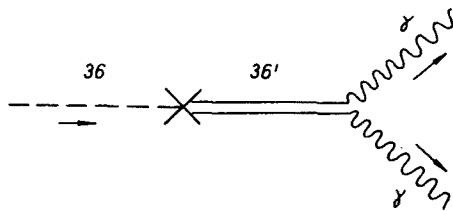


Рис. 1

и амплитуда записывается в виде:

$$T(\alpha) = \sum_{\alpha'} M(\{36\}\alpha, \{36'\}\alpha') \langle \{36'\}\alpha' | 2\gamma \rangle,$$

где

$$\alpha \equiv \{W, T, Y\}, \quad M(\{36\}\alpha, \{36'\}\alpha') - \quad (4)$$

— массовый оператор для 36-плета, $\langle \{36' \{ \alpha' | 2\gamma \} \rangle$ — коэффициент Клебша-Гордана для распада

$$\alpha' \rightarrow 2\gamma \text{ в } SU(6)_W (\langle \pi^0 | 2\gamma \rangle : \langle E_0 | 2\gamma \rangle = \sqrt{3} : 1 : 2\sqrt{2}).$$

Матричные элементы массового оператора $M(\alpha, \alpha')$ в нарушенной $SU(6)_W$ приведены в работе [1]. Они зависят от шести параметров: m_0^2 — соответствует точной симметрии и a_1, a_2, a_3, a_4 , и b_4 — нарушениям. Поскольку нам нужно получить связь между ширинами трех процессов, то необходимо число параметров ограничить до двух. Для этого воспользуемся численными значениями параметров [1] и положим:

$$a_1 = 0, \quad a_2 = -\frac{9}{4}a, \quad a_3 = a_4 = -b_4 = \frac{3}{4}a.$$

Тогда матричные элементы массового оператора 36-плета имеют вид ($m_0^2 \equiv A$):

$$\begin{aligned} \pi &= A - 11a & \rho &= A - 2a \\ K &= A - 8a & K^* &= A + a \\ \eta_0 &= A - 7a & \Phi_0 &= A + 2a \\ E_0 &= A + 18a & \omega_0 &= A \\ (E\eta)_0 &= -2\sqrt{2}a & (\omega\Phi)_0 &= -2\sqrt{2}a. \end{aligned} \quad (5)$$

Для квадратов масс получаем следующие формулы:

$$\begin{aligned} K^* - \rho &= k - \pi & k^* &= K + 3(k - \pi) \\ \omega + \Phi &= 2k^* & \omega\Phi &= (2k^* - \rho)\rho \\ E + \eta &= 2k + 9(k - \pi) & E\eta &= (2k - \pi)\pi - 3(k - \pi)(4k - \pi), \end{aligned}$$

которые неплохо согласуются с экспериментом. Используя (4) и (5) получаем:

$$\begin{aligned} T(E) &= T(E_0) \cos \theta_p + T(\eta_0) \sin \theta_p \\ T(\eta) &= -T(E_0) \sin \theta_p + T(\eta_0) \cos \theta_p \\ T(\pi^0) &= \sqrt{3}M, \end{aligned}$$

где

$$\begin{aligned} T(E_0) &= 2\sqrt{2}M(1 + 7\beta), \\ T(\eta_0) &= M(1 - \beta), \\ M &= A - 11a, \quad \beta = \frac{4a}{M}. \end{aligned}$$

Тогда для ширины $\Gamma_{\gamma\gamma}(E)$ получаем два значения:

$$\begin{aligned} \beta > 0: & & \beta < 0: \\ \Gamma_{\gamma\gamma} = 0,94 \pm 0,38 \text{ МэВ}, & & \Gamma_{\gamma\gamma} = 7,7 \pm 1,2 \text{ МэВ}, \end{aligned}$$

где ошибки $\pm 0,38$ и ± 12 соответствуют ошибке в определении ширины $\Gamma_{\gamma\gamma}(\eta)$.

Сделаем следующие замечания относительно полученных значений $\Gamma(E \rightarrow 2\gamma)$. Поскольку сильная ширина, полученная из распада $E \rightarrow k^*k\pi$, порядка 80 МэВ, то второе значение $\Gamma_{\gamma\gamma} = 7,7 \pm 1,2$ МэВ, кажется неправдоподобно большим.

Отметим, что в случае первого значения $\Gamma_{\gamma\gamma} = 0,94 \pm 0,38$ МэВ относительный знак точной и нарушенной амплитуды положителен ($\beta > 0$). т. е. такой же, как между центральной массой m_0^2 и поправкой a , в случае массового оператора для 36-плета мезонов (5).

4 Итак, приходим к выводу, что ширина распада $E \rightarrow 2\gamma$ сильно зависит от схемы нарушения симметрии $SU(6)_W$. Особенно интересной кажется возможность аномально большой ширины ~ 1 МэВ, следующей из „массового принципа“.

В заключение подчеркнем важность экспериментов по двухфотонному распаду E -мезона. Во-первых, обнаружение распада $E \rightarrow 2\gamma$ подтвердило бы псевдоскалярность E -мезона и исключило бы второе возможное значение спин-четности 1^+ . Во-вторых, измерение ширины распада $E \rightarrow 2\gamma$, интересное и само по себе, позволило бы сделать определенные выводы о нарушениях $SU(6)_W$ и в частности позволило высказать четкие аргументы за или против „массового принципа“.

Авторы сердечно благодарны В. И. Огиевскому за постановку задачи, постоянные обсуждения и помощь, а также Б. Н. Валуеву, С. Б. Герасимову, М. Маевскому, А. Пикульскому, И. В. Полубаринову и Р. М. Рындину за полезные дискуссии.

ЛИТЕРАТУРА

- [1] А. Н. Заславский, В. И. Огиевецкий, В. Тыбор, *Acta Phys. Polon.*, **33**, 209 (1968).
- [2] А. Н. Заславский, В. И. Огиевецкий, В. Тыбор, *Письма ЖЭТФ*, **6**, 604 (1967).
- [3] А. Н. Заславский, В. Тыбор, *Препринт P2-3758*, Дубна 1968.
- [4] R. H. Dalitz, D. C. Sutherland, *Nuovo Cimento*, **37**, 1777 (1965).
- [5] M. Jacob, *Talk presented at the Pise Meeting on High Energy Physics*, Pisa 1967.
- [6] H. Harari, *High Energy Physics and Elementary Particles*, Intern. Atomic Energy Agency, Vienna 1965.
- [7] J. D. Jackson, *Phys. Rev. Letters*, **15**, 990 (1965).
- [8] S. N. Gupta, *Phys. Rev.*, **151**, 1235 (1966).
- [9] S. N. Gupta, *Nuovo Cimento*, **47**, 915 (1967).