

ОБОБЩЕННОЕ ПРАВИЛО СУММ ВАЙНБЕРГА И ОЦЕНКА ШИРИН РАСПАДОВ НОВЫХ НЕЙТРАЛЬНЫХ ВЕКТОРНЫХ МЕЗОНОВ НА ЛЕПТОН-АНТИЛЕПТОННЫЕ ПАРЫ

С.Б.Герасимов, А.Б.Говорков

Использование обобщенного правила сумм Вайнберга позволяет получить оценку для ширин распадов на лептон-антилептонные пары новых нейтральных векторных мезонов, предсказываемых трехтриплетной симметричной кварковой моделью адронов. Полученное значение для ширины распада нового ω_m мезона составляет $9_{-1,5}^{+3}$ *кэв* и удовлетворительно согласуется с экспериментальными данными для недавно открытого $\Psi(3105)$ мезона. Делаются предсказания для других ρ_m и ϕ_m нейтральных векторных мезонов.

Открытие нового узкого высоколежащего мезонного резонанса $\Psi(3105)$ [1 – 3] поставило вопрос: является ли этот резонанс промежуточным бозоном, ответственным за слабое взаимодействие, или же он, являясь векторным мезоном, открывает собой новый класс частиц, сильное взаимодействие которых с обычными адронами существенно подавлено? Мы остановимся на втором подходе и рассмотрим предсказания относительно образования новых векторных мезонов при столкновении электрон-позитронных встречных пучков. Мы будем основывать наши рассуждения на трехтриплетной симметричной кварковой модели адронов, изучавшейся одним из нас [4] и являющейся дальнейшим развитием трехтриплетной модели Боголюбова и др. [5]. Многие из последующих выводов могут быть, однако, легко перенесены на другие составные модели, в частности, на модели с "очарованными" кварками.

В симметричной трехтриплетной модели заряды кварков предполагаются целочисленными, и основное предположение заключается в том, что физические состояния являются одновременно собственными состояниями электрического заряда и векторами неприводимых представлений группы S_3 перестановок номеров кварковых триплетов. Таким образом, в данной модели реализуется $SU(3) \times S_3$ -симметрия адронных состояний в отличие от $SU(3) \times SU(3)$ -симметрии, рассматривавшейся Ханом и Намбу [6]. Следствием вышеуказанного требования оказывается то, что допустимыми состояниями могут быть лишь состояния с числом кварков, кратным трем, и произвольным числом кварк-антикварковых пар. Запрещенными оказываются однокварковое и бикварковое состояния [4], допустимые другими моделями [6]. Разрешенные состояния определяются типом симметрии Юнга и внутренними квантовыми числами: изоспином и гиперзарядом. В данной схеме обычные мезоны и барионы соответствуют кварк-антикварковым и трехкварковым состояниям, принадлежащим симметричному и антисимметричному представлениям группы S_3 , соответственно. В то же время возможны новые мезонные и барионные состояния, отвечающие другим типам симметрии.

В частности, помимо обычного нонета векторных мезонов, возможно существование двух других нонетов векторных мезонов с теми же самыми значениями изоспина и странности, но отвечающие двум базисным векторам смешанного представления группы S_3 . Сейчас мы остановимся на свойствах новых нейтральных векторных мезонов, которые по аналогии с обычными мы будем обозначать символами ρ_m^0 , ω_m , ϕ_m (m — "mixed"). Расщепление по массе обычных мезонов от новых обусловлено принадлежностью к различным неприводимым представлениям перестановочной группы S_3 , и как показывает эксперимент, должно быть весьма значительным. Нарушение же S_3 симметрии предполагается имеющим электромагнитное происхождение. Поэтому переходы новых частиц в обычные и наоборот происходят либо за счет их электромагнитных взаимодействий, либо при выполнении правил ассоциативного рождения.

В рассматриваемой модели электромагнитный ток представляет из себя сумму "симметричного" и "смешанного" токов:

$$J_{\mu}^{e.m.} = J_{\mu}^{sym} + J_{\mu}^{mixed'} + J_{\mu}^{mixed''}, \quad (1)$$

где

$$J_{\mu}^{sym} = J_{\mu}^{(1)} + J_{\mu}^{(2)} + J_{\mu}^{(3)}, \quad (2)$$

$$J_{\mu}^{mixed'} = -\frac{2}{\sqrt{6}} [2\cos\theta J_{\mu}^{(1)} - (\cos\theta + \sqrt{3}\sin\theta)J_{\mu}^{(2)} - (\cos\theta - \sqrt{3}\sin\theta)J_{\mu}^{(3)}] \cos\theta \quad (3)$$

$$J_{\mu}^{mixed''} = -\frac{2}{\sqrt{6}} [2\sin\theta J_{\mu}^{(1)} + (\sqrt{3}\cos\theta - \sin\theta)J_{\mu}^{(2)} - (\sqrt{3}\cos\theta + \sin\theta)J_{\mu}^{(3)}] \sin\theta. \quad (4)$$

В этих выражениях индексы в скобках указывают номер триплета кварков, а угол θ определяется нарушением S_3 -симметрии. В нашем случае оно имеет электромагнитный характер, и в нулевом приближении оказывается $\theta = 0$ [4]. Симметричный ток (2) имеет обычную унитарную структуру, и поэтому электромагнитные свойства обычных мезонов и барионов не изменяются. Смешанные токи (3) и (4) оказываются унитарными синглетами. Поэтому в однофотонном приближении аннигиляция электрона и позитрона может привести к образованию новых ω_m и ϕ_m -мезонов, но не может привести к образованию новых ρ_m^0 -мезонов. Далее, если считать, что новые ω_m и ϕ_m -мезоны состоят, как и обычные, в основном из нестранных и странных кварков, соответственно, то для ширины распадов этих мезонов на лептонную пару получается отношение

$$\Gamma(\omega_m \rightarrow e^+e^-) : \Gamma(\phi_m \rightarrow e^+e^-) = 2 : 1. \quad (5)$$

Как указывалось выше, в рамках рассматриваемой модели должно иметь место дублетное расщепление мезонов, в том числе и каждого из новых ω_m и ϕ_m -мезонов. Но в нулевом приближении ($\theta = 0$) одна из компонент дублета имеет нулевую ширину распада на лептон-антилептонную пару и поэтому не образуется при столкновении электрон-позитронных пучков.

Для получения оценки абсолютных значений ширины мы воспользуемся обобщенными правилами сумм Вайнберга. Мы предположим, что спектральные плотности, соответствующие симметричному и смешанному электромагнитным токам, асимптотически совпадают [4]

$$\lim_{k \rightarrow \infty} (\Delta_{\mu\nu}^{mixed}(k) - \Delta_{\mu\nu}^{sym}(k)) = 0. \quad (6)$$

Из условия (6) с помощью обычной техники [7] получается правило сумм для полных сечений аннигиляции лептонной пары в адронные симметричные и смешанные состояния

$$\int_0^{\infty} s ds \sigma_{tot}(e^+e^- \rightarrow (\text{адроны})_{\text{СИММ}}) = \int_0^{\infty} s ds \sigma_{tot}(e^+e^- \rightarrow (\text{адроны})_{\text{СМЕШ.}}). \quad (7)$$

Мы будем считать, что это правило можно заменить конечным правилом сумм, предположив, что выше порога рождения адронов в смешанном состоянии вклады от непрерывного спектра адронов в левую и правую части (7) примерно одинаковы. Тогда, выделяя лишь низколежащие резонансы, мы получим

$$m_\rho \Gamma(\rho \rightarrow e^+e^-) + m_\omega \Gamma(\omega \rightarrow e^+e^-) + m_\phi \Gamma(\phi \rightarrow e^+e^-) + \frac{1}{12\pi^2} \frac{m^2}{m_\phi} \int_0^{m^2} s ds \times \\ \times \sigma_{tot}(e^+e^- \rightarrow \text{адроны}) = m_{\omega_m} \Gamma(\omega_m \rightarrow e^+e^-) + m_{\phi_m} \Gamma(\phi_m \rightarrow e^+e^-).$$

Используя данные о сечении аннигиляции в адроны [8] и предполагая $m_{\omega_m} \approx m_{\phi_m} \approx 3 \text{ Гэв}$, мы получаем оценку

$$\Gamma(\omega_m \rightarrow e^+e^-) = 2\Gamma(\phi_m \rightarrow e^+e^-) = 9_{-1,5}^{+3} \text{ кэв}. \quad (9)$$

Отметим, что основной вклад ($\sim 85\%$) и неопределенность вносит интеграл по непрерывному спектру. Полученное значение (9) удовлетворительно согласуется со значением $\sim 5 \text{ кэв}$, получающимся из предварительной обработки экспериментальных данных [1] для недавно открытого $\Psi(3105)$ мезона.

В момент выполнения данной работы стало известно об открытии на установке со встречными пучками еще одного мезона $\Psi(3695)$, образующегося приблизительно с той же вероятностью, что и $\Psi(3105)$ мезон. Естественно отождествить эти мезоны с рассмотренными выше ϕ_m и ω_m -мезонами, соответственно. Тогда мог бы происходить распад $\Psi(3695) \rightarrow \Psi(3105) + 2\pi$, который по-видимому, наблюдался. В рамках рассматриваемой модели должны были бы существовать также нейтральные и заряженные новые ρ_m^- -мезоны, и должен был бы наблюдаться распад $\Psi(3695) \rightarrow \rho_m(?) + \pi$. Обнаружение или отсутствие заряженных состояний Ψ -мезона явилось бы критической проверкой не только данной, но и многих других моделей адронов. Заметим также, что вследствие известных правил дуальности в кварковых моделях образование $\Psi(3695)$ мезона в протон-протонных столкновениях, как аналога ϕ -мезона, бы-

ло бы существенно уменьшено по сравнению с образованием $\Psi(3105)$ мезона, что также, по-видимому, подтверждается опытом [9]. Отметим, однако, предварительный характер наших последних замечаний.

В заключение мы хотели бы выразить благодарность проф. А.М.Балдину за обсуждение этой работы и сделанные при этом замечания.

Объединенный институт
ядерных исследований

Поступила в редакцию
6 января 1975 г.

Литература

- [1] J.J.Aubert et al. Phys. Rev. Lett., **33**, 1404, 1974.
 - [2] J-Е. Augustin et al. Phys. Rev. Lett., **33**, 1406, 1974.
 - [3] С.Васци et al. Phys. Rev. Lett., **33**, 1408, 1974.
 - [4] А.Б.Говорков. Сообщения ОИЯИ Р2-5871, Дубна, 1971.
 - [5] Н.Н.Боголюбов и др. Препринт ОИЯИ р-2141, Дубна, 1965; А.Тавкхелидзе. Proceedings of the Seminar on High Energy Physics and Elementary Particles, Trieste, 1965 (IAEA, Vienna, 1965) pp. 763.
 - [6] Y.Nambu, М-У.Нан. Phys. Rev., **10D**, 674, 1974.
 - [7] Т.Дас, V.S.Mathur, S.Okubo. Phys. Rev. Lett., **19**, 470, 1967.
 - [8] М.Бернардини et al. Phys. Lett., **51B**, 200 1974
 - [9] J J Aubert et al Non-observation of heavier J. particles from p - nuclear reactions preprint BNL, 1974.
-