

с 324.1а

Г-859

ОБЪЕДИНЕННЫЙ
ИНСТИТУТ
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ

Дубна

ЯЯР, 1966, т. 4, №1,

24/II-66

с. 126 — 129.



P-2498

В.Г. Гришин, В.Л. Любошиц,
В.И. Огневский, М.И. Подгорецкий

О НЕКОТОРЫХ ВОЗМОЖНЫХ ОПЫТАХ
ПО ПРОВЕРКЕ ИЗОТОПИЧЕСКОЙ СТРУКТУРЫ
ЭЛЕКТРОМАГНИТНОГО ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ

ЛАБОРАТОРИЯ ВЫСОКИХ ЭНЕРГИЙ
ЛАБОРАТОРИЯ ТЕОРЕТИЧЕСКОЙ ФИЗИКИ

1965

P - 2498

В.Г. Гришин, В.Л. Любошиц,
В.И. Огневский, М.И. Подгоревский

О НЕКОТОРЫХ ВОЗМОЖНЫХ ОПЫТАХ
ПО ПРОВЕРКЕ ИЗОТОПИЧЕСКОЙ СТРУКТУРЫ
ЭЛЕКТРОМАГНИТНОГО ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ

Направлено в "Ядерную физику"

3980/1 чр-



В настоящее время изотопическая инвариантность проверена с хорошей точностью как при сильных взаимодействиях элементарных частиц, так и при взаимодействии ядер; отклонения от соотношений между сечениями, полученных на основе изотопической инвариантности, не превышают нескольких процентов^{/1,2/}. Поскольку эти небольшие нарушения по порядку величины могут быть объяснены электромагнитными взаимодействиями, представляет интерес экспериментальная проверка его изотопической структуры. Согласно современным представлениям матричный элемент переходов типа $A \rightarrow B + \gamma$ в низшем порядке по e^2 имеет вид:

$$m_1 = S + V_3, \quad (1)$$

где S - изотопический скаляр и V_3 - третья компонента изотопического вектора^{/3/}. Таким образом, разрешены переходы с $\Delta T = 0, 1$ и запрещены - с $\Delta T \geq 2$. Для проверки этого правила отбора необходимы частицы или состояния с $T \geq 2$. Магнитные моменты частиц в изотопическом мультиплете удовлетворяют соотношению^{/3/}:

$$\mu = a + b V_3, \quad (2)$$

Для проверки (2) необходимы мультиплеты с $T \geq 1$.

Для электромагнитных процессов второго порядка изотопическая структура матричного элемента имеет вид:

$$m_2 = S + V_3 + V_{33}, \quad (3)$$

где V_{33} - (3,3) - компонента изотопического тензора. Правила отбора для этих процессов разрешают переходы с $\Delta T \leq 2$ и запрещают - с $\Delta T \geq 3$.

Из (3) следует, что массы компонент мультиплета связаны соотношением^{/3/}

$$M = a_1 + b_1 T_3 + c_1 T_3^2. \quad (4)$$

В настоящее время нет экспериментальных данных о проверке изотопической струк-

туры электромагнитных взаимодействий, за исключением соотношения (4), которое подтвердилось для ядер с $A = 9$ и $T = 3/2$ (Li^0, Be^0, B^0, C^0)^{/4/}. Не исключено, однако, что члены, нарушающие изотопическую структуру (1) и (3), могут и не проявляться в ядрах.

Аналогичная возможность отмечалась при анализе возможного нарушения зарядовой инвариантности в электромагнитных взаимодействиях^{/5/}. В связи с этим представляет интерес экспериментальная проверка изотопической структуры электромагнитного взаимодействия при столкновениях элементарных частиц. Если нарушения имеют место, то они должны особенно четко проявляться в реакциях, сопровождающихся излучением или поглощением γ -квантов. При этом следует подчеркнуть, что в настоящее время с экспериментальной точки зрения нельзя исключить существования в (1) тензорного члена такого же порядка и величины, как S и V_8 .

Недавно появились первые данные^{/6-8/} о существовании резонансов, обладающих $T \geq 2$:

$$N^*(T = 5/2) \rightarrow N + \pi + \pi, \quad M(N^*) = 1580 \pm 20 \text{ МэВ}, \quad \Gamma = 200 \pm 20 \text{ МэВ}; \quad (5)$$

$$D^*(T = 2) \rightarrow N + N + \pi, \quad M(D^*) = 2520 \pm 20 \text{ МэВ}, \quad \Gamma = 120 \text{ МэВ}; \quad (6)$$

$$\pi^*(T = 2) \rightarrow \pi + \pi, \quad M(\pi^*) = 1500 \text{ МэВ}, \quad \Gamma = 100 \text{ МэВ}. \quad (7)$$

В связи с этим можно рассматривать реакции типа:

$$\gamma + p \rightarrow N^*(T = 5/2) \rightarrow p + \pi^+ + \pi^-, \quad (8)$$

$$\gamma + p \rightarrow N^*(T = 5/2) + (\omega, \eta), \quad (8')$$

$$\gamma + d \rightarrow D^*(T = 2) \rightarrow p + p + \pi^-, \quad (9)$$

$$\gamma + d \rightarrow D^*(T = 2) + (\omega, \eta), \quad (9')$$

$$\gamma + (d, He) \rightarrow (d, He) + \pi^*(T = 2), \quad (10)$$

которые запрещены, если верна формула (1), и разрешены при наличии электромагнитных переходов с $\Delta T \geq 2$.

Для проверки изотопической структуры π_1 можно также использовать процессы, в которых изотопический спин адронов в начальном и конечном состоянии отличается на единицу, т.е. переходы с $\Delta T = 0$ выпадают. Например, сечения реакций

$$\gamma + p \rightarrow N^{*+}(T = 3/2) \rightarrow \pi^+ + n, \quad (11)$$

$$\gamma + n \rightarrow N^{*0}(T = 3/2) \rightarrow p + \pi^- \quad (12)$$

должны быть равны, если тензорный член отсутствует. К сожалению, изучение этих

реакций связано с большими экспериментальными трудностями (отсутствие нейтронной мишени, большой фон в области N^* ($T = 3/2$) - резонанса^{19/}).

Для выделения состояний с большим изотопическим спином можно использовать реакции, протекающие вблизи порога. В качестве примера рассмотрим процессы:



Вблизи порога системы $(\pi^+\pi^0)$ и $(\pi^-\pi^0)$ находятся в S -состоянии и поэтому имеют $T = 2$. Таким образом, полный изотопический спин всех частиц после реакции может быть равен 1; 2 и 3. Если правила отбора обычные, то сечения этих реакций равны между собой^{x/}. Если имеется тензорный член, то матричные элементы перехода (13) и (14) будут иметь вид:

$$m_1(13) = -V_s + V_{ss}, \quad (15)$$

$$m_1(14) = -V_s + V_{ss} \quad (16)$$

и сечения этих реакций будут различны^{xx/}.

Процессы (13) и (14) удобны для изучения с экспериментальной точки зрения. В обеих реакциях используется одна и та же мишень, поэтому не нужно мониторировать пучок γ -квантов. Если энергия электронов, дающих тормозное излучение, выбрана ниже порога рождения трех π -мезонов, то достаточно регистрировать $(\pi^+\gamma)$ - и $(\pi^-\gamma)$ -совпадения в симметричных условиях^{xxx/}. Изучение процессов (13) и (14) можно начинать вдали от порога, постепенно приближаясь к нему. В этом случае различие сечений реакций (13) и (14), обусловленное P -состоянием π -мезонов ($T_{2\pi} = 1$), должно уменьшаться с убыванием энергии γ -квантов, в то время как различие, обусловленное возможным нарушением изотопической структуры (1), остается постоянным вблизи порога.

^{x/} Различие в сечениях, возникающее из-за кулоновского взаимодействия частиц в конечных состояниях, по-видимому, не существенно, если их кинетическая энергия больше нескольких Мэв.

^{xx/} Аналогичный результат будет иметь место, если изучать реакции (13) и (14) вдали от порога и отбирать только такие события, когда π -мезоны имеют небольшой относительный импульс (S -волна). Такая постановка эксперимента может оказаться более удобной с экспериментальной точки зрения.

^{xxx/} Если фон от реакций типа $\gamma + d \rightarrow N + N + \gamma$ оказывается значительным, то необходимо регистрировать два γ -кванта.

Для проверки изотопической структуры матричного элемента (1) можно также использовать и распады частиц с участием γ -квантов. В работах /10,11/ рассмотрены свойства электромагнитных распадов мезонных систем со странностью, равной нулю.

Анализ основан на предположении, что имеет место инвариантность относительно зарядового сопряжения и справедливо предположение (1).

В частности, вероятности распадов:

$$\rho^+ \rightarrow \pi^+ + \gamma, \quad (17)$$

$$\rho^- \rightarrow \pi^- + \gamma, \quad (18)$$

$$\rho^0 \rightarrow \pi^0 + \gamma \quad (19)$$

должны быть одинаковыми. Нарушение C -инвариантности приводит к неравенству вероятностей распадов (17) и (18); нарушение изотопической структуры π_1 - к неравенству вероятностей распадов заряженных и нейтральных ρ -мезонов. Таким образом, сопоставляя вероятности радиационных распадов ρ -мезонов, можно обнаружить нарушение правила $\Delta T = 0, 1$.

В настоящее время соответствующие экспериментальные данные отсутствуют.

Другая возможность связана с изучением распадов

$$(\omega, \phi) \rightarrow \pi^+ + \pi^- + \gamma, \quad (20)$$

$$(\omega, \phi) \rightarrow \pi^0 + \pi^0 + \gamma. \quad (21)$$

Если верна формула (1), то вероятности распадов (20) и (21) связаны соотношением

$$W(20) = 2W(21) \quad (22)$$

и $T_{2\pi} = 0$. При наличии тензорного члена это соотношение нарушается.

Следует отметить, что для таких "узких" резонансов нет проблемы выделения некогерентного фона. Что касается когерентного фона, то он также не нарушает соотношения (22), если изучать эти процессы в реакциях типа:

$$d + d \rightarrow He + \pi^+ + \pi^- + \gamma, \quad (23)$$

$$d + d \rightarrow He + \pi^0 + \pi^0 + \gamma. \quad (24)$$

Здесь изотопический спин двух π -мезонов может быть равен нулю или единице, если нет переходов с $\Delta T = 2$. Состояние с $T_{2\pi} = 1$ имеет нечетные орбитальные моменты и не интерферирует с состоянием $T_{2\pi} = 0$ после интегрирования по всем углам

вылета π -мезонов^{х/}. Таким образом, остается только одно фоновое состояние с $T_{2\pi} = 0$, которое имеет те же квантовые числа, что и два π -мезона, образованные при распаде (ω , ϕ) - мезонов. Поэтому, несмотря на интерференцию этого фонового состояния с резонансным состоянием π -мезонов, соотношение (22) не будет нарушаться.

Нам приятно поблагодарить А.М. Балдина и Р.М. Рындина за полезные обсуждения.

Л и т е р а т у р а

1. W.Macdonald, Nuclear Spectroscopy, В-932, 1960.
2. J.A.Poirier, M.Pripstein, Phys.Rev., 130, 1171 (1963).
3. M.Gell-Mann, Nuovo Cimento, 4, Suppl.2, 848 (1956);
Р. Маршак и Э. Сударшан. Введение в физику элементарных частиц, Москва, 1962.
4. J.Cerny et al, Phys.Rev.Lett., 13, 726 (1964).
5. J.Bernstein, G.Feinberg, T.D.Lee, Phys.Rev., 139, 6B, 1650 (1965).
6. G.Alexander et al, Phys. Rev. Lett., 15, 207 (1965).
7. J.Kidd et al, Phys.Lett., 16, 75 (1965).
8. R.Goldsmid- Clermont. Сообщение на камерном комитете ОИЯИ, сентябрь, 1965.
9. А.М. Балдин. Вопросы физики элементарных частиц. Изд. А.Н. Армянской ССР, 1964.
10. G.Feinberg, A.Pais, Phys.Rev.Lett., 9, 45 (1962).
11. G.Feinberg, 1962 Intern. Conf. on High-Energy Physics at CERN, p.168.

Рукопись поступила в издательский отдел
17 декабря 1965 г.

^{х/} Если регистрировать π^+ - и π^- -мезоны в реакции (23) в одном и том же угловом интервале, не обращая внимания на заряд π -мезонов, то интерференция состояний с $T_{2\pi} = 0$ и $T_{2\pi} = 1$ также отсутствует.