ОБЪЕДИНЕННЫЙ ИНСТИТУТ ЯДЕРНЫХ ИССЛЕДОВАНИЙ

ЛАБОРАТОРИЯ ТЕОРЕТИЧЕСКОЙ ФИЗИКИ

В.И. Огиевецкий

Р-1596

НАРУШЕННЫЕ СИММЕТРИИ ПРИ ВЫСОКИХ ЭНЕРГИЯХ

ЖЭТФ, 1964, т47, в 3, с 966-969.

Дубна 1964

В.И. Огиевецкий

Р-1596

НАРУШЕННЫЕ СИММЕТРИИ ПРИ ВЫСОКИХ ЭНЕРГИЯХ

Направлено в ЖЭТФ

Дубна 1964

1. Фактически все свойства симметрии, которые позволяют в какой-то мере систематизировать совокупность экспериментальных данных по элементарным частицам, так или иначе нарушаются. Так, электромагнитные взаимодействия нарушают изотопическую инвариантность. Значительно сильнее нарушается октуплетная модель унитарной симметрии $SU(3)$ Гелл-Манна-Неймана /1,2/, в рамках которой очень удачно классифицируются известные элементарные частицы и резонансы.

Распространено мнение (см., например, /3,4/), что при энергиях, значительно превышающих массы всех частиц, участвующих в реакции, различия в массах покоя частиц становятся несущественными и что поэтому нарушенные симметрии с ростом энергии должны восстанавливаться.

Так ли это ?

Что касается фазовых объемов, то, действительно, при больших энергиях разности масс частиц будут играть незначительную роль. Что же касается эффективного взаимодействия, то мы не видим априорных оснований считать, что в них нарушенные инвариантности будут становиться все более и более точными при увеличении энергии. Эта гипотеза, как нам кажется, нуждается в обсуждении и проверке. Начнем с октуплетной модели $SU(3)$, а затем кратко остановимся на изотопической инвариантности.

2. В октуплетной модели частицы и резонансы образуют семейства, преобразующиеся по неприводимым представлениям группы унитарных преобразований $SU(3)$. Так, барионы и псевдоскалярные мезоны составляют октуплеты $D(1,1)$, которые удобно представить матрицами с нулевым шпуром

$$\psi = \begin{pmatrix} \frac{\Sigma^\circ}{\sqrt{2}} + \frac{\Lambda}{\sqrt{6}} & \Sigma^+ & p \\ \Sigma^- & -\frac{\Sigma^\circ}{\sqrt{2}} + \frac{\Lambda}{\sqrt{6}} & n \\ \Xi^- & \Xi^\circ & -\frac{2}{\sqrt{6}}\Lambda \end{pmatrix}, \quad \phi = \begin{pmatrix} \frac{\pi^\circ}{\sqrt{2}} + \frac{\eta}{\sqrt{6}} & \pi^+ & K^+ \\ \pi^- & -\frac{\pi^\circ}{\sqrt{2}} + \frac{\eta}{\sqrt{6}} & K^\circ \\ K^- & \bar{K}^\circ & -\frac{2}{\sqrt{6}}\eta \end{pmatrix} \tag{1}$$

с матричными элементами $\psi_i^{\ k}$ и $\phi_i^{\ k}$ (например, $\psi_1^{\ 3} \equiv p$, $\phi_3^{\ 2} = K^\circ$ и т.д.). Теория предполагается инвариантной относительно унитарных преобразований $SU(3)$, которые в применении к октуплетам в этом представлении имеют вид:

$$\psi' = U \psi U^{-1}; \quad \phi' = U \phi U^{-1} \tag{2}$$

($U = e^{i\omega_i \lambda_i}$, где ω_i -вещественные параметры, λ_i - 8 эрмитовых матриц 3x3 с равным нулю шпуром). Унитарная симметрия нарушается, так как частицы, входящие в одно семейство, обладают различными массами. Гелл-Манн[1], Нейман[2] и Окубо[5], предположив, что симметрия нарушается минимальным образом, совместным с изотопической инвариантностью и сохранением странности, пришли к замечательной массовой формуле, с хорошей точностью описывающей массы покоя состояний, входящих в тот или иной мультиплет. Они предположили, что масса покоя представляется не унитарным синглетом, а есть смесь унитарного синглета и 3-3 компоненты октуплета $D(1,1)$, т.е. в массовый член как бы входит некий шпурион a^3_3.[x]

В связи с успехом массовой формулы естественно принять, что и эффективное взаимодействие также есть не унитарный синглет, а смесь унитарного синглета и 3-3 -компоненты октуплета (т.е. также нарушается минимальным образом), и исследовать следствия такого предположения.

3. Рассмотрим в качестве примера рассеяние октуплета псевдоскалярных мезонов ϕ на октуплете барионов ψ. Пусть ϕ соответствует начальному мезону, а $\tilde{\phi}$ - конечному. В предположении точной унитарной симметрии амплитуда рассеяния должна быть унитарным синглетом. Тогда она представима в виде[6]

$$A = Sp(\bar{\psi}\psi)\,Sp(\tilde{\phi}\phi)\,A_1 + Sp(\bar{\psi}\phi)\,Sp(\psi\tilde{\phi})\,A_2 + Sp(\bar{\psi}\tilde{\phi})\,Sp(\psi\phi)\,A_3 +$$

$$+ Sp(\bar{\psi}\psi\tilde{\phi}\phi)\,A_4 + Sp(\bar{\psi}\psi\phi\tilde{\phi})\,A_5 + Sp(\bar{\psi}\phi\tilde{\phi}\psi)\,A_6 + Sp(\bar{\psi}\tilde{\phi}\phi\psi)\,A_7 + \qquad (3)$$

$$+ Sp(\bar{\psi}\phi\psi\tilde{\phi})\,A_8 + Sp(\bar{\psi}\tilde{\phi}\psi\phi)\,A_9 \quad ,$$

где $A_1, \dots A_9$ - величины, зависящие только от импульсов и спиновых индексов частиц. Амплитуда A (3) представляет собой наиболее общий инвариант относительно преобразований (2), составленных из ψ, $\bar{\psi}$, ϕ и $\tilde{\phi}$. Фактически оказывается, что имеется линейная связь

$$Sp(\bar{\psi}\psi)\,Sp(\tilde{\phi}\phi) + Sp(\bar{\psi}\phi) + Sp(\psi\tilde{\phi}) + Sp(\bar{\psi}\tilde{\phi})\,Sp(\psi\phi) = \qquad (4)$$

$$= Sp(\bar{\psi}\psi\phi\tilde{\phi} + \bar{\psi}\psi\tilde{\phi}\phi + \bar{\psi}\phi\tilde{\phi}\psi + \bar{\psi}\phi\phi\tilde{\psi} + \bar{\psi}\tilde{\phi}\psi\phi + \bar{\psi}\tilde{\phi}\psi\phi)\;,$$

в силу которой в (3) можно оставить только восемь членов. Далее, из инвариантности относительно обращения времени следует, что A_8 должно быть равно A_9. Тогда можно положить в (3) $A_8 = A_9 = 0$ и работать с остающимися семью амплитудами. Представление вида (3) очень удобно, оно позволяет обойтись без коэффициентов Клебша для SU (3) и прямо и быстро считывать с (3) выражения амплитуд для различных процессов. Если принять естественную и оправдывающуюся на опыте гипотезу Окуня и Померанчука[7], что при больших энергиях все амплитуды для рассеяния

---

[x] Равным нулю гиперзарядом и изоспином обладают только a^3_3 из $D(1,1)$, a^{33}_{33} из $D(2,2)$, a^{333}_{333} из $D(3,3)$ и т.д. Обсуждаемое нарушение минимально в том смысле, что опускаются "шпурионы" высших порядков a^{33}_{33} и т.д.

с перезарядкой (типа $\pi^- p \to \pi^0 n$, $\pi^+ p \to K^+ \Sigma^+$ ...) пренебрежимо малы по сравнению с амплитудами упругого рассеяния, то в (3) при высоких энергиях существенен только первый член. Тогда можно сделать однозначный вывод /6/, что при точной унитарной симметрии амплитуды рассеяния всех мезонов на всех барионах должны быть асимптотически равны между собой. Некоторые другие асимптотические соотношения, вытекающие из строгой унитарной симметрии, были получены Логуновым, Нгуеном Ван Хьеу и Сянь Дин-чаном /8/ на основе теоремы Фрагмена-Линделефа.

4. Пусть теперь эффективное взаимодействие нарушается минимальным образом и представляет собой смесь унитарного синглета и 3-3 -компоненты октуплета, т.е. в него входит шпурион a^3_3 . Общее выражение для амплитуды в этом случае получается путем однократного разрыва суммирования во всех членах (3) и замены соответствующих индексов на тройки. Например, вместо первого слагаемого $A_1 Sp(\bar\psi\psi)\, Sp(\tilde\phi\phi)$ следует ввести пять членов:

$$A_1\, Sp\,(\bar\psi\psi)\; Sp\,(\tilde\phi\phi) \to \tag{5}$$

$$\to B_1\, Sp\,(\bar\psi\psi)\; Sp\,(\tilde\phi\phi) + (B_2 \bar\psi^3_l \psi^l_3 + B_3 \bar\psi^k_3 \psi^3_k)\, Sp\,(\tilde\phi\phi) + Sp\,(\bar\psi\psi)\,(B_4 \tilde\phi^3_l \phi^l_3 + B_5 \tilde\phi^k_3 \phi^3_k)\,.$$

Количество независимых амплитуд при этом резко возрастает. Однако, если пренебречь при высоких энергиях, по Окуню и Померанчуку /6/, амплитудами рассеяния с перезарядкой, то общая амплитуда с минимальным нарушением будет иметь вид (5). Тогда легко доказать, что амплитуды упругого рассеяния мезонов на барионах будут связаны соотношениями:

$$3\, A_{\eta B} + A_{\pi B} = 2\,(A_{KB} + A_{\bar K B}) \tag{6}$$

для любого бариона. Из оптической теоремы следует в точности такое же соотношение для полных сечений. К сожалению, измерить рассеяние электромагнитно распадающегося η -мезона на нуклоне не представляется возможным. Однако, если окажется, что сечения π^- и K^- -мезонов на нуклонах не становятся асимптотически равными друг другу, то это будет противоречить, согласно сказанному в п. 3, предположению о точной унитарной симметрии. Что касается соотношения (6), то уже при достигнутых энергиях оно не противоречит опытным данным. Полностью аналогичным образом получаются соотношения для рассеяния барионов на барионах. Они записываются:

$$3\, A_{\Lambda N} + A_{\Sigma N} = 2\,(A_{NN} + A_{\Xi N})\,; \quad 3\, A_{\Lambda\Sigma} + A_{\Sigma\Sigma} = 2\,(A_{N\Sigma} + A_{\Xi\Sigma})\,; \tag{7}$$

$$3\, A_{\Lambda\Lambda} + A_{\Sigma\Lambda} = 2\,(A_{N\Lambda} + A_{\Xi\Lambda})\,; \quad 3\, A_{\Lambda\Xi} + A_{\Sigma\Xi} = 2\,(A_{N\Xi} + A_{\Xi\Xi})\,;$$

первое из которых, по крайней мере в принципе, легче проверить, чем (6) и аналогичные соотношения для рассеяния мезонов на мезонах. Повторим, что (6) и (7) суть точные аналоги массовой формулы Гелл-Манна-Неймана-Окубо.

5. Обсудим теперь вкратце нарушение изотопической инвариантности. Возьмем в качестве примера рассеяние протона и нейтрона на какой-нибудь системе с изоспином 0, например, на α - частице или на углероде. В пренебрежении электромагнитными поправками полные сечения рассеяния (или полные неупругие сечения или другие соответствующие характеристики) протонов и нейтронов должны совпадать. Учет этих поправок приводит к тому, что они могут отличаться на величины порядка $\frac{1}{100}$ $\left(\frac{1}{30} - \frac{1}{200}\right)$, так как амплитуды (в том числе и их мнимые части) сильных взаимодействий и сильных взаимодействий с радиационными добавками интерферируют. Представляется интересным проследить за эволюцией величины $\frac{\sigma_p^{t(in)} - \sigma_n^{t(in)}}{\sigma_p^{t(in)} + \sigma_n^{t(in)}}$ с ростом энергии. Если изотопическая инвариантность восстанавливается с ростом энергии, то эта величина должна стремиться к нулю. Проверка требует измерений с полупроцентной точностью, существующие данные слишком грубы.

Аналогичные измерения могут быть проведены и для рассеяния π^+- и π^- -мезонов на ядрах с изоспином. Однако, если в этом случае окажется справедливой асимптотическая теорема Померанчука /9/ о равенстве сечений частицы и античастицы, то электромагнитные нарушения будут завуалированы. Последнее в особенности относится к рассеянию π^-- и π^+ -мезонов на протонах, для которого указанная теорема о частице и античастице следует из аналитичности. Все же не исключено, что при достигнутых энергиях существующее различие в сечениях π^- - и π^+ -мезонов может быть связано с электромагнитными взаимодействиями. Во всяком случае, вопрос заслуживает обсуждения.

Автор выражает искреннюю благодарность за полезные и критические обсуждения В.Г. Гришину, Нгуену Ван Хьеу, Л.Б. Окуню, М.И. Подгорецкому, И.Я. Померанчуку, Л.Д. Соловьеву и В.М. Шехтеру.

Литература

1. M. Gell-Mann. Phys. Rev., 125, 1067 (1962).
2. Y. Neeman. Nucl. Phys., 26, 222 (1961).
3. B. d' Espagnat. Proc., 1962 Intern. Conference on High Energy Phys. at CERN, 917 (1962).
4. D. Amati, J. Prentki and A. Stanhellini. Nuovo Cim., 26, 1003 (1962).
5. S. Okubo. Prog. Theor. Phys., 27, 949 (1962).
6. P.G.O. Freund, H. Ruegg, D. Speiser. Nuovo Cim., 25, 307 (1962).
7. Л.Б. Окунь, И.Я. Померанчук. ЖЭТФ, 30, 424 (1956).
8. А.А. Логунов, Нгуен Ван Хьеу, Сянь Дин-чан. Препринт ОИЯИ Е-1150, Дубна, 1961.
9. И.Я. Померанчук. ЖЭТФ, 34, 725 (1958).

Рукопись поступила в издательский отдел
17 марта 1964 г.