ОБЪЕДИНЕННЫЙ
ИНСТИТУТ
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ

Дубна

P-2058

ЛАБОРАТОРИЯ ТЕОРЕТИЧЕСКОЙ ФИЗИКИ

Б.В.Струминский

А-ЧЕТНОСТЬ И Sp 6 СИММЕТРИЯ

1965

Р-2058

Б.В.Струминский

А-ЧЕТНОСТЬ И Sp 6 СИММЕТРИЯ

Анализируя экспериментальные данные, Бронцан и Лоу [1] пришли к выводу, что бозонам можно приписать мультипликативное квантовое число, которое они назвали A -четностью. A-четность имеет следующие значения:

$$A_\gamma = A_\rho = A_\phi = A_{K^*} = A_{f^0} = A_B = 1 ,$$
$$A_\pi = A_\eta = A_K = A_\omega = A_{K\bar{K}(1410)} = -1 . \tag{1}$$

Барионы не обладают A -четностью, и понятие A -четности не применимо к реакциям с участием барионов.

В работе Гюрши, Пайса и Радикатти [2] была сделана попытка дать групповую интерпретацию A -четности. В рамках $SU(6)$ симметрии ϕ -, ω -, ρ - и π -мезонам можно приписать мультипликативное квантовое число, которое для этих частиц совпадает с A -четностью.

A -четности можно придать групповой смысл, используя $Sp\,6$ симметрию сильных взаимодействий.

В симплектической модели мезоны рассматриваются как связанные состояния триона и антитриона. Трионы t_i преобразуются по шестимерному представлению группы $Sp\,6$. Квантовые числа трионов следующие:

$$t_1(T_3=-\tfrac{1}{2},\ Y=-\tfrac{1}{3},\ Z=-\tfrac{1}{3}),\quad t_2(T_3=\tfrac{1}{2}, Y=\tfrac{1}{3}, Z=\tfrac{1}{3}),\quad t_3(T_3=0,\ Y=-\tfrac{2}{3}, Z=-\tfrac{2}{3}),$$
$$t_4(T_3=0,\ Y=-\tfrac{2}{3}, Z=\tfrac{1}{3}),\quad t_5(T_3=\tfrac{1}{2}, Y=-\tfrac{1}{3}, Z=-\tfrac{1}{3}),\quad t_6(T_3=-\tfrac{1}{2}, Y=\tfrac{1}{3}, Z=\tfrac{1}{3}). \tag{2}$$

Рассмотрим следующее преобразование, которое принадлежит группе Вейля группы $Sp\,6$:

$$t_1 \to t_5 ,\ t_2 \to t_6 ,\ t_3 \to -t_4 ,\ t_4 \to t_3 ,\ t_5 \to t_1 ,\ t_6 \to t_2 . \tag{3}$$

Нетрудно получить, что на мезоны это преобразование действует следующим образом:

$$\pi^+ \to -\pi^- ,\ \pi^- \to -\pi^+ ,\ \pi^0 \to -\pi^0 ,\ \eta \to \eta ,$$
$$\rho^+ \to -\rho^- ,\ \rho^- \to -\rho^+ ,\ \rho^0 \to -\rho^0 ,\ \omega \to \omega ,\ \phi \to -\phi . \tag{4}$$

Комбинируя это преобразование с зарядовым сопряжением, получим

$$\pi \to -\pi ,\quad \eta \to \eta ,\quad \rho \to \rho ,\quad \omega \to \omega ,\ \phi \to -\phi . \tag{5}$$

Таким образом, мы видим, что π-, η-, ρ-, ω-, ϕ- мезонам можно приписать мультипликативное квантовое число, которое назовем A' – четностью.

$$A'_\pi = A'_\omega = -1, \qquad A'_\rho = A'_\eta = A'_\phi = 1. \tag{6}$$

Мезоны K, K^* и мезоны, имеющие $Z \neq 0$, не обладают определенной A' – четностью.

Если мы рассматриваем взаимодействие фотона только с мезонами, то ему также можно приписать A'–четность. Действительно, трансформационные свойства электромагнитного тока относительно $Sp\ 6$ преобразований

$$I_\mu \sim A_{12} - A_{56} - A_{34} + B \tag{7}$$

Электромагнитный ток мезонов преобразуется как $\sqrt{2}\ \rho^0 - \phi$, следовательно, $A'_\gamma = 1$.

При такой интерпретации A – четности ясно видно, почему присутствие барионов нарушает ее сохранение: A' – преобразование меняет знак барионного заряда.

Рассмотрим некоторые следствия сохранения A' – четности для сильных и электромагнитных взаимодействий.

1) Распад $\phi \to \rho + \pi$ запрещен.

Переход $\omega \rightleftarrows \rho + \pi$ разрешен, или $g_{\phi\rho\pi} \ll g_{\omega\rho\pi}$.

Взаимодействие, которое расщепляет массы ω и ρ, не сохраняет A' – четность и приводит к распаду $\phi \to \rho + \pi$.

2) Распад $\phi \to n\pi$ запрещен сохранением g – и A' – четности.

3) Переход $\omega \to \gamma$ запрещен, переходы $\rho^0 \to \gamma$ и $\phi \to \gamma$ разрешены. Это обстоятельство приводит к тому, что в изоскалярном формфакторе нуклона доминирует ϕ – мезон. Отсюда также следует

$$\frac{\Gamma(\omega \to e^+ + e^-)}{\Gamma(\phi \to e^+ + e^-)} \ll 1 .$$

4) Распад $\rho \to \pi + \gamma$ запрещен, распад $\omega \to \pi + \gamma$ разрешен; распад $\omega \to \eta + \gamma$ запрещен, распад $\rho \to \eta + \gamma$ разрешен, или $g_{\gamma\pi\rho} \ll g_{\gamma\pi\omega}$, $g_{\gamma\eta\omega} \ll g_{\gamma\eta\rho}$.

Из симплектической симметрии следует, что

$$\frac{g_{\gamma\pi\omega}}{g_{\gamma\eta\rho}} = \sqrt{3} .$$

Отсюда нетрудно получить, что

$$\frac{\Gamma(\rho \to \eta + \gamma)}{\Gamma(\omega \to \pi + \gamma)} = \frac{1}{3}\left(\frac{m_\omega}{m_\rho}\right)^2 \left(\frac{m_\rho^2 - m_\eta^2}{m_\omega^2 - m_\pi^2}\right)^3 .$$

Полагая $\Gamma(\omega \to \pi + \gamma) = 1{,}4$ Мэв, получаем $\Gamma(\rho \to \eta + \gamma) = 0{,}05$ Мэв.

Эти соотношения могут быть использованы при анализе фоторождения π – и η – мезонов.

5) Распад $\pi^0 \to 2\gamma$ запрещен. Распады $\eta \to 2\gamma$ и $\eta \to \pi^+ + \pi^- + \gamma$ разрешены. Это согласуется с тем, что распад $\pi^0 \to 2\gamma$ подавлен.

Литература

1. L.B.Bronzan, F.E.Low. Phys. Rev. Letters, 12, 522 (1964).
2. F.Gursey, A.Pais, L.A.Radicatti. Phys.Rev.Letters, 13, 299 (1964).

Рукопись поступила в издательский отдел
12 марта 1965 г.