

ОБЪЕДИНЕННЫЙ ИНСТИТУТ ЯДЕРНЫХ ИССЛЕДОВАНИЙ

P-27

Лаборатория ядерных проблем

В.Г.Соловьев

О СОХРАНЕНИИ КОМБИНИРОВАННОЙ ЧЕТНОСТИ^{x)}
ЖЭТФ, 1957, Т33, в 2, с 537-538.

М а й 1957 год

x) Направлено в ЖЭТФ

Экспериментами Ву и других доказано, что в слабых (типа β -распада) взаимодействиях четность \mathcal{U} не сохраняется. Показано также, что в слабых взаимодействиях имеются две возможности: или не сохраняются порознь \mathcal{U} , \mathcal{C} и \mathcal{T} , а сохраняются только их произведение, или сохраняется, введенная Л.Д.Ландау ^(I), комбинированная четность, т.е. \mathcal{UC} и \mathcal{T} . С другой стороны, считается, что в сильных и электромагнитных взаимодействиях сохраняются порознь \mathcal{U} , \mathcal{C} и \mathcal{T} .

Выдвинем и исследуем следующую гипотезу: при построении лагранжианов сильного, электромагнитного и слабого взаимодействия элементарных частиц необходимо требовать инвариантности по отношению к операциям \mathcal{UC} и \mathcal{T} , т.е. сохранения только комбинированной четности. В одних случаях сохранение комбинированной четности ведет к сохранению пространственной четности, в других случаях пространственная четность не сохраняется. Лагранжиан взаимодействия, инвариантный относительно операции \mathcal{UC} , можно записать в виде двух слагаемых

$$L = L_0 + L_1 \quad (I)$$

Здесь L_0 инвариантен относительно пространственного отражения, а L_1 ответственен за несохранение четности \mathcal{U} .

Ограничимся рассмотрением сильного и электромагнитного взаимодействий, считая связь спина со статистикой уже установленной. Ренормируемый и градиентно-инвариантный лагранжиан взаимодействия нуклонного поля с электромагнитным и полями частиц спина нуль, инвариантный относительно операции \mathcal{U}_C , получим в следующем виде:

$$\begin{aligned}
 L(x) = & e \bar{\Psi}_P \gamma_\mu \Psi_P A_\mu + g_1 (\bar{\Psi}_P \gamma_5 \Psi_n \phi + \bar{\Psi}_n \gamma_5 \Psi_P \phi^*) + \\
 & + g_2' \bar{\Psi}_P \gamma_5 \Psi_P \phi^0 + g_2'' \bar{\Psi}_n \gamma_5 \Psi_n \phi + \\
 & + i g_3 (\bar{\Psi}_P \Psi_n \phi - \bar{\Psi}_n \Psi_P \phi^*) + g_4 (\bar{\Psi}_P \Psi_n^{\psi} + \bar{\Psi}_n \Psi_P \psi^*) + \\
 & + g_5' \bar{\Psi}_P \Psi_P \psi^0 + g_5'' \bar{\Psi}_n \Psi_n \psi^0 + \\
 & + i g_6 (\bar{\Psi}_P \gamma_5 \Psi_n \psi - \bar{\Psi}_n \gamma_5 \Psi_P \psi^*)
 \end{aligned}
 \tag{2}$$

Здесь также имеется два сорта бозонов, преобразующихся при операции \mathcal{U}_C следующим образом:

$$\begin{aligned}
 \psi^{0'}(x) &= \psi^0(-\vec{x}, x_4), & \psi'(x) &= \psi^*(-\vec{x}, x_4), \\
 \phi^{0'}(x) &= -\phi(-\vec{x}, x_4), & \phi(x) &= \phi^*(-\vec{x}, x_4);
 \end{aligned}
 \tag{3}$$

Наряду с вершинами $e, g_1, g_2', g_2'', g_4, g_5', g_5''$ имеющимися в случае, когда \mathcal{U} и \mathcal{C} сохраняются порознь, в нашем случае появились дополнительные вершины

g_3 и g_6 . Заметим, что все константы связи e, g, \dots, g_6 - действительные, а матрицы γ - фейнмановские.

В случае квантовой электродинамики из-за условия градиентной инвариантности требование инвариантности относительно операции \mathcal{UC} автоматически, без пренебрежения какими-либо слагаемыми лагранжиана взаимодействия, приводит к инвариантности по отношению к \mathcal{U} и \mathcal{C} порознь, т.е. к сохранению пространственной четности. В случае же мезонной теории появляются члены, ведущие к несохранению \mathcal{U} , что дает принципиальную возможность экспериментальной проверки выдвинутой нами гипотезы.

Таким образом, если Ли и Янг⁽²⁾ рассматривают процессы, в которых четность не сохраняется как некоторое исключение из общего правила, связанное с участием в таких процессах двухкомпонентного нейтрино, то мы исходим из общего закона сохранения комбинированной четности, причем, в частном случае электромагнитного взаимодействия одновременно сохраняется пространственная четность.

Остановимся на вопросе экспериментальной проверки нашей гипотезы. Как показано в⁽¹⁾, в случае сохранения комбинированной четности частицы не могут иметь дипольных моментов. Выше показано, что требование инвариантности относительно \mathcal{UC} в случае электродинамики автоматически приводит к сохранению \mathcal{U} и \mathcal{C} порознь. Поэтому экспериментальные данные из области атомной спектроскопии не могут противоречить нашей гипотезе. Таким образом, из экспериментов, рассмотренных в⁽³⁾, которые указывают на сохранение пространственной четности в сильных взаимодействиях остаются данные ядерной спектроскопии и опыты по измерению во втором

рассеянии асимметрии относительно плоскости первого рассеяния при взаимодействии протонов с ядрами спина нуль. Амплитуда перехода такого процесса содержит слагаемое, нарушающее сохранение пространственной четности, что ведет к появлению во втором рассеянии асимметрии вверх-вниз по отношению к плоскости первого рассеяния. Вклад членов, ответственных за нарушение четности не велик, в ⁽⁴⁾ показано, что эта асимметрия не больше 1%. Поэтому необходимо провести более точные эксперименты по измерению вышеупомянутой асимметрии для проверки выдвинутой гипотезы.

ЛИТЕРАТУРА

1. Л.Д.Ландау, ЖЭТФ, 32, 405 (1957).
2. T.D. Lee a. C. N. Yang. preprint.
3. T.D. Lee a.C. N. Yang Phys. Rev. 104, 254 (1956).
4. O Chamberlain, E. Segre, Tripp, C. Wiegand,
a. T. Frailantia Phys. Rev. 93, 1430 (1954).