

-60

Л

ОБЪЕДИНЕННЫЙ ИНСТИТУТ ЯДЕРНЫХ ИССЛЕДОВАНИЙ

Лаборатория теоретической физики

P-133

В.Г. Соловьев

ЛАГРАНЖИАН ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ И ВОЛНОВЫЕ
ФУНКЦИИ БАРИОНОВ И МЕЗОНОВ

1958

ОБЪЕДИНЕННЫЙ ИНСТИТУТ ЯДЕРНЫХ ИССЛЕДОВАНИЙ

Лаборатория теоретической физики

В настоящей работе рассмотрены лагранжианы сильного взаимодействия барионов и мезонов и будут приводиться математическая формулировка ее, данной в

Известии только, что если рассматриваемые частицы P-I33 лежат к
одному и тому же изотопическому мультиплету, то их волновые фун-
кции при всех преобразованиях В.Г. Соловьев

Рассмотрим, какими свойствами обладают волновые функции
частицы спина нуля, описываемые ψ и χ - мезоны, и спина 1/2,
описываемые барионы, при операциях пространственного отражения P,
отражения времени T и операции зарядового сопряжения C, если при
этих преобразованиях должны оставаться инвариантными лагранжианы

ЛАГРАНЖИАНЫ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ И ВОЛНОВЫЕ
ФУНКЦИИ БАРИОНОВ И МЕЗОНОВ

и лагранжианы, соответствующие процессам распада $N^0 \rightarrow 2\chi$
 $\chi \rightarrow 2\pi$, $N \rightarrow 3\pi$. В (1) ψ , θ - волновые функции полей
спина 1/2 и 0, а матрица γ может быть γ_5 и γ_4 . При опера-
циях P, T, C, PC волновые функции θ и ψ преобразуются следу-
ющим образом:

$$\theta' = \delta_P \theta, \theta' = \delta_T \theta^*, \theta' = \delta_{TC} \theta, \theta' = \delta_{PC} \theta, \quad (2)$$

$$\psi' = \gamma_5 \delta_P \psi, \psi' = \gamma_5 \delta_T \psi^*, \psi' = \gamma_5 \delta_{TC} \psi, \psi' = \gamma_5 \delta_{PC} \psi, \quad (3)$$

Объединенный институт
ядерных исследований
БИБЛИОТЕКА

В настоящей заметке мы не будем касаться изотопической структуры лагранжиана сильного взаимодействия барионов и мезонов, а будем придерживаться математической формулировки ее, данной в (I). Заметим только, что если рассматриваемые частицы принадлежат к одному и тому же изотопическому мультиплету, то их волновые функции при всех преобразованиях ведут себя сходным образом.

Рассмотрим, какими свойствами обладают волновые функции частиц спина нуль, описывающие π и K -мезоны, и спина $1/2$, описывающие барионы, при операциях пространственного отражения P , отражения времени T и операции зарядового сопряжения C , если при этих преобразованиях должны оставаться инвариантными лагранжианы вида

$$L = g \bar{\Psi}_1 O \Psi_2 \theta_1 + g^* \bar{\Psi}_2 O \Psi_1 \theta_1 \quad (I)$$

и лагранжианы, соответствующие процессам распада $\pi^0 \rightarrow 2\gamma$, $K \rightarrow 2\pi$, $K \rightarrow 3\pi$. В (I) Ψ_1, θ_1 - волновые функции полей спина $1/2$ и 0 , а матрица O может быть I и γ_5 . При операциях P, T, C, PCT волновые функции θ и Ψ преобразуются следующим образом:

$$\theta' = \delta_P \theta, \quad \theta' = \delta_T \theta^*, \quad \theta' = \delta_{TC} \theta, \quad \theta' = \delta_{PCT} \theta, \quad (2)$$

$$\Psi' = \eta_P \gamma_P^{-1} \Psi, \quad \Psi' = \eta_T \gamma_T^{-1} \bar{\Psi}, \quad \Psi' = \eta_{TC} \gamma_{TC}^{-1} \Psi, \quad \Psi' = \eta_{PCT} \gamma_{PCT}^{-1} \Psi, \quad (3)$$

причем $\delta_P = \pm 1$, $\delta_{TC} = \pm 1$, $\delta_{PCT} = 1$, $\delta_T \delta_T^* = 1$, фазовые множители $\eta_P, \eta_{TC}, \eta_{PCT}$ могут принимать значения как $\eta = \pm 1$, так $\eta = \pm i$, а η_T удовлетворяет условию $\eta_T \eta_T^* = 1$.

Исследуем, какие ограничения на фазовые множители η и δ накладывают условия инвариантности лагранжианов при P, C, T .

Эффективный лагранжиан $e^2 g \pi^0 (\bar{N} \vec{E})$, соответствующий распаду π^0 -мезона на два γ -кванта, инвариантен относительно P, C, T, если $\delta_P^\pi = -1$, $\delta_C^\pi = 1$, $\delta_T^\pi = -1$. Из инвариантности, относительно T, лагранжиана $C(K \pi^* \pi^0 \pm K^* \pi \pi^0)$, соответствующего распаду $K \rightarrow 2\pi$, следует, что $\delta_T^K = \pm 1$, отсюда $\delta_C^K = \pm 1$. Из инвариантности (I) относительно P, TC, PCT следует, что волновые функции всех барионов должны принадлежать к одному из двух классов: или к классу $\eta = \pm 1$, или к классу $\eta = \pm i$. Из инвариантности (I) при операциях T и C следует, что фазовые множители η_T , η_C всех барионов могут отличаться лишь знаками, что находится в согласии с предположениями в (2). Условимся определять фазовые множители Λ , Σ и Ξ -гиперонов по отношению к фазовым множителям нуклона; обозначим их через ϵ , ϵ может принимать значения ± 1 . Поскольку при операции PCT волновые функции θ_i и билинейные комбинации $\bar{\psi}_i \psi_i$ остаются неизменными, то отсюда следует, что $\epsilon_{PCT} = 1$ для Λ , Σ и Ξ -гиперонов.

Рассмотрим лагранжианы, инвариантные относительно операций T и PC, но которые могут быть неинвариантны относительно операции P. К ним относятся лагранжианы, соответствующие распаду Λ , Σ , Ξ -гиперонов и K-мезонов, а также сильные взаимодействия (если следовать гипотезе, выдвинутой ранее в (3)). В этом случае имеется два вида лагранжианов, а именно:

$$L_1 = g_1 (\bar{\psi}_1 \gamma_5 \psi_2 \theta_1 + \bar{\psi}_2 \gamma_5 \psi_1 \theta_1^*) + i g_1' (\bar{\psi}_1 \psi_2 \theta_1 - \bar{\psi}_2 \psi_1 \theta_1^*), \quad (4)$$

$$L_2 = g_2 (\bar{\psi}_1 \psi_2 \theta_2 + \bar{\psi}_2 \psi_1 \theta_2^*) + i g_2' (\bar{\psi}_1 \gamma_5 \psi_2 \theta_2 - \bar{\psi}_2 \gamma_5 \psi_1 \theta_2^*) \quad (5)$$

Причем, если $\psi_1 \neq \psi_2$, то замена^{x)} $\psi_2 \rightarrow -i \psi_2$, $\theta_2 \rightarrow \theta_1$, $g_2' \rightarrow g_1$, $g_2 \rightarrow -g_1'$ переводит (5) в (4).

x) На возможность такого рода замены мое внимание обратил Чжоу Гуан-чжао, которому я выражаю благодарность.

Из эквивалентности лагранжианов (4) и (5), соответствующих процессам, в которых участвуют К-мезоны, а также из того факта, что фазовые множители δ^{π} для π -мезонов известны, следует, что лагранжиан сильного взаимодействия барионов и мезонов, инвариантный относительно T, определен однозначно. Часть этого лагранжиана, инвариантная относительно P, дана в (I), а другая часть в (4).

Если считать, что четность сохраняется в сильных взаимодействиях, то для однозначного определения лагранжиана взаимодействия барионов и мезонов, вида, данного в (I), необходимо знать следующие совокупности фазовых множителей:

$$(\epsilon_P^{\Lambda} \cdot \epsilon_P^{\Sigma}), (\epsilon_P^{\Lambda} \cdot \delta_P^K), \epsilon_P^{\Xi} \quad (6)$$

В заключение заметим, что как показано в (5), требование инвариантности относительно C запрещает комбинацию скалярной и векторной связей для скалярных мезонов. Но это верно только для взаимодействий, содержащих вершины, где фермион не изменяет ни одну из своих основных характеристик: массу, электрический заряд, странность. Если считать К-мезоны скалярными частицами, а $\epsilon_P' = \epsilon_P^2$, то для них лагранжиан взаимодействия можно записать в виде, содержащем градиентную связь, а именно:

$$L = g(\bar{\psi}_1 K \psi_2 + K^* \bar{\psi}_2 \psi_1) + i g' (\bar{\psi}_1 \gamma_{\mu} \psi_2 \frac{\partial K}{\partial x_{\mu}} - \frac{\partial K^*}{\partial x_{\mu}} \bar{\psi}_2 \gamma_{\mu} \psi_1). \quad (7)$$

Л и т е р а т у р а

1. A.Salam, Nuclear Physics 2, 173 (1956).
2. P.Roman, Nuclear Physics, 4, 564 (1957).
3. В.Г.Соловьев, ЖЭТФ, 33, 537 (1957)
4. В.Г.Соловьев, ЖЭТФ, 33, 796 (1957).
5. A.Pais, R.Jost, Phys.Rev., 87, 871 (1952).

Объединенный институт
ядерных исследований
БИБЛИОТЕКА