ОБЪЕДИНЕННЫЙ ИНСТИТУТ ЯДЕРНЫХ ИССЛЕДОВАНИЙ

Лаборатория теоретической физики

Р-145

В.Г. Соловьев

ОПЕРАЦИИ ЗАРЯДОВОГО СОПРЯЖЕНИЯ И ОТРАЖЕНИЯ ПРОСТРАНСТВА И ВРЕМЕНИ

1958 г.

ОБЪЕДИНЕННЫЙ ИНСТИТУТ ЯДЕРНЫХ ИССЛЕДОВАНИЙ

Лаборатория теоретической физики

Р-145

В.Г. Соловьев

ОПЕРАЦИИ ЗАРЯДОВОГО СОПРЯЖЕНИЯ И ОТРАЖЕНИЯ ПРОСТРАНСТВА И ВРЕМЕНИ

1958 г.

Введение

Открытие несохранения четности P в слабых взаимодействиях и в связи с этим исследование различных асимметрий, необходимость систематизации новых частиц, а также развитие теории дисперсионных соотношений и теории реакций с поляризованными частицами усилили внимание к преобразованиям отражения. Для дальнейшего исследования этих проблем нужно знать поведение операторов поля, векторов состояния, динамических переменных $\mathcal{A}$ и амплитуд перехода при операциях зарядового сопряжения C, пространственного отражения P, отражения времени T, и при их всевозможных комбинациях. Необходимо также рассмотреть различные типы лагранжианов взаимодействия и трансформационные свойства операторов поля, пригодных для описания новых элементарных частиц. Однако изложение вопросов, связанных с преобразованиями отражения не является систематическим и полным. Оно разбросано по многим статьям, в которых к тому же применяются различные определения основных операций. Исследование же различных типов лагранжианов взаимодействия и свойств волновых функций, пригодных для описания элементарных частиц, ограничивалось лишь изучением их изотопической структуры.

Целью настоящей работы является систематическое изложение поведения операторов и функций при операциях P, C, T и их комбинациях PT, PC, CT, PCT, а также исследование лагранжианов взаимодействия и свойств волновых функций, пригодных для описания барионов и мезонов.

Мы сформулируем общие требования, которые должны выполняться при преобразованиях отражения, подробно проведем исследование одной-двух из этих операций и укажем специфику остальных. Определение преобразований, поведение операторов полей, векторов состояний и динамических переменных представим в виде таблицы. Далее лагранжианы сильного взаимодействия разделим на два класса, исследуем их особенности. Найдем трансформационные свойства волновых функций, оставляющих инвариантными соответствующие лагранжианы. Установим, какие минимальные сведения о фазовых множителях преобразующихся операторов барионного и мезонного полей необходимо знать для определения лагранжиана их взаимодействия. Исследуем также лагранжиан взаимодействия барионов и мезонов, инвариантной только относительно операции T .

Рассмотрение свое ограничим полями спина 0, $1/2$ и электромагнитным.

Введем следующие обозначения:

Метрический тензор $g_{\mu\nu}$: $g_{\mu\nu}=0$, если $\mu \neq \nu$, $g_{44}=-g_{11}=-g_{22}=-g_{33}=1$ греческие индексы принимают значения от 1 до 4, латинские-от 1 до 3. Скалярное произведение определим так:

$$A_\mu B_\mu = A_4 B_4 - \sum_{k=1}^{3} A_k B_k$$

Значки ^{T} , $^+$, * обозначают операции транспонирования, эрмитового и комплексного сопряжения.

x_μ - координата, $x_4=t$, $\hbar=c=1$, m, μ - массы частиц,

P_μ - вектор энергии импульса

J_μ - вектор электрического тока

S_m - вектор спина

Q - оператор заряда (разность между числом частиц и античастиц)

$$\gamma_k=\beta\alpha_k,\ \gamma_4=\beta,\ \gamma_5=\gamma_1\gamma_2\gamma_3\gamma_4,\ \sigma_k=i\gamma_4\gamma_5\gamma_k,\ \sigma_{\mu\nu}=\frac{1}{2}(\gamma_\mu\gamma_\nu-\gamma_\nu\gamma_\mu),$$

$$\gamma_1^T=-\gamma_1,\ \gamma_2^T=\gamma_2,\ \gamma_3^T=-\gamma_3,\ \gamma_4^T=\gamma_4$$

Ψ - вектор состояния

f - оператор любого поля, $f^{(\pm)}$ - положительно и отрицательно-частотные части его.

A_μ - оператор электромагнитного поля,

Θ - любой оператор поля спина 0,

φ, χ, Φ, ξ - операторы поля спина 0;

δ - фазовые множители преобразующихся бозонных полей; $\pi^\lambda = \begin{pmatrix} \pi^1 \\ \pi^2 \\ \pi^3 \end{pmatrix}$

- оператор π -мезонного поля, изопсевдовектор, $\pi^3 \equiv \pi^0$;

$K = \begin{pmatrix} K_1 \\ K_2 \end{pmatrix}$ - оператор K - мезонного поля, изоспинор первого рода, причем $K_1 = K_1^{(+)} + K_1^{(-)}$, $K_2 = K_2^{(+)} + K_2^{(-)}$, где $K_1^{(+)}$, $K_2^{(+)}$ описывают испускание K^+ и K^0 -мезонов, а $K_1^{(-)}$, $K_2^{(-)}$ - описывают поглощение K^- и $\tilde{K}^0$ -мезонов ($\tilde{K}^0$ - анти K^0 - мезон)

ψ, $\bar{\psi} = \psi^+ \gamma_4$ - операторы поля спина I/2;

η - фазовые множители преобразующихся полей спина I/2;

ε - фазовые множители барионов по отношению к фазовым множителям нуклона.

$N = \begin{pmatrix} p \\ n \end{pmatrix}$ - оператор нуклонного поля, изоспинор первого рода,

Λ - оператор Λ - гиперона, изоскаляр;

$\Xi = \begin{pmatrix} \Xi^0 \\ \Xi^- \end{pmatrix}$ - оператор Ξ - гиперона, изоспинор второго рода

$\Sigma^\lambda = \begin{pmatrix} \Sigma^1 \\ \Sigma^2 \\ \Sigma^3 \end{pmatrix}$ - оператор Σ - гиперона, изопсевдо~~скаляр~~ вектор .

τ^λ - матрицы изотопического спина. Инварианты из изоспиноров первого и второго рода имеют вид $(\Xi \tau^2 K^*)$ или $(K^T \tau^2 \Xi)$.

Общие положения

Мы исходим из необходимости следующих основных положений: а) инвариантности лагранжианов, уравнений движения и т.п. относительно собственных преобразований Лоренца, б) существования связи спина и статистики, в) локальности уравнений поля, г- антикоммутативности кинематически-независимых спинорных полей. Далее, для того, чтобы исключить все псевдофизические величины типа нулевой энергии и т.п. все динамические переменные, квадратично-зависящие от операторов с одинаковыми аргументами, так же как в 21, будем записывать в форме нормальных произведений. Заметим, что под знаком нормального произведения все бозонные операторы коммутируют, а фермионные - антикоммутируют. Пользуемся представлением взаимодействия.

Сформулируем условия, которые должны выполняться при проведении трансформаций P, C, T и их комбинаций. Они являются достаточными, но не необходимыми. Они позволяют однозначно и просто найти поведение различных операторных выражений при рассматриваемых преобразованиях.

Условия эти следующие:

I. Инвариантность уравнений для операторов поля:

$$(\Box - \mu^2)\theta = 0 \tag{I}$$

$$\Box A_\mu = 0 \tag{2}$$

$$\left(-i\gamma_\mu \frac{\partial}{\partial x_\mu} + m\right)\psi(x) = 0, \quad \bar{\psi}(x)\left(i\gamma_\mu \frac{\partial}{\partial x_\mu} + m\right) = 0 \tag{3}$$

2. Инвариантность перестановочных соотношений:

$$[f(x), f^+(y)]_\mp = D_f(x-y) \tag{4}$$

3. Выполнение операторных соотношений[2] для квантованных волновых полей, полученных, как следствия градиентного преобразования первого рода и преобразования трансляции пространства - времени:

$$f = [f, Q], \quad f^+ = -[f^+, Q], \tag{5}$$

$$i g_{\nu\nu} \frac{\partial f}{\partial x_\nu} = [f, P_\nu] \tag{6}$$

4. Инвариантность уравнений для вектора состояния:

$$i \frac{\partial \Psi(x_4)}{\partial x_4} = H(x_4)\Psi(x_4) \tag{7}$$

где $$H(x_4) = \int d^3x\, H(\vec{x}, x_4)$$

Заметим, что только такие взаимодействия имеют **место**, которые сохраняют инвариантными уравнения для вектора состояния при всех рассматриваемых преобразованиях.

5. Неизменность определения вакуума:

$$f^{(-)}\Psi_0 = 0, \quad f^{+(-)}\Psi_0 = 0$$

$$\Psi_0^* f^{(+)} = 0, \quad \Psi_0^* f^{+(+)} = 0. \tag{8}$$

Определим основные преобразования. Преобразование P состоит в отражении пространственных координат, т.е. $x'_k = -x_k$, $x'_4 = x_4$, причем частица переходит в частицу, поэтому $Q' = Q$. Преобразование T состоит в отражении времени, т.е. $x'_k = x_k$, $x'_4 = -x_4$, причем частица переходит в частицу, поэтому $Q' = Q$. Операция зарядового сопряжения преобразует частицу в античастицу, поэтому преобразование C определяется так:

$$Q' = -Q, \quad x'_\mu = x_\mu.$$

Преобразования операторных выражений при операциях PT , PC , CT , PCT можно найти, как путем последовательного проведения основных операций, и так путем определения этих операций и независимого нахождения преобразований. Определения всех операций даны в столбце 2 таблицы I. Заметим, что от порядка проведения операций зависят фазовые множители η преобразующихся спинорных полей.

При проведении преобразований мы проследим поведение следующих динамических переменных: вектора энергии - импульса P_μ , вектора тока J_μ , вектора спина S_K и заряда Q . Выпишем явные выражения их для свободных полей.

Поле спина нуль:

$$P_\mu = \int d\vec{x} : \left\{ g_{\mu\mu} \left(\frac{\partial\theta^*}{\partial x_\mu} \frac{\partial\theta}{\partial x_4} + \frac{\partial\theta^*}{\partial x_4} \frac{\partial\theta}{\partial x_\mu} \right) - g_{\mu 4} \left(g_{\nu\nu} \frac{\partial\theta^*}{\partial x_\nu} \frac{\partial\theta}{\partial x_\nu} - \mu^2 \theta^* \theta \right) \right\} : \tag{9}$$

$$J_\mu = i g_{\mu\mu} : \left(\theta^* \frac{\partial\theta}{\partial x_\mu} - \theta \frac{\partial\theta^*}{\partial x_\mu} \right) : \tag{I0}$$

$$Q = i \int d\vec{x} : \left(\theta^* \frac{\partial\theta}{\partial x_4} - \theta \frac{\partial\theta^*}{\partial x_4} \right) : \tag{II}$$

Поле спина I/2

$$P_\mu = \int d^3x : \left\{ \bar{\psi} \gamma_4 \frac{\partial\psi}{\partial x_\mu} - \frac{\partial\bar{\psi}}{\partial x_\mu} \gamma_4 \psi \right\} : \tag{I2}$$

$$J_\mu = : \bar{\psi} \gamma_\mu \psi : \tag{I3}$$

$$S_K = 1/2 \int d^3x : \psi^+ (i \gamma_4 \gamma_5 \gamma_K) \psi : \tag{I4}$$

$$Q = \int d^3x \; \psi^+ \psi \tag{I5}$$

Электромагнитное поле

$$P_\mu = -g_{\mu\mu} \int d^3x \left\{ g_{\nu\nu} \frac{\partial A_\nu}{\partial x_\mu} \frac{\partial A_\nu}{\partial x_4} - g_{\mu 4} g_{\rho\rho} g_{\sigma\sigma} \frac{\partial A_\rho}{\partial x_\sigma} \frac{\partial A_\rho}{\partial x_\sigma} \right\} \tag{I6}$$

$$S_k = S_p(\tau_k \tau_n \tau_m) \int d^3x \left(A_n \frac{\partial A_m}{\partial x_4} - A_m \frac{\partial A_n}{\partial x_4} \right) \tag{I7}$$

Как известно, любой оператор поля $f(x)$ может быть релятивистски-инвариантным способом разбит на положительно и отрицательно частотные части

$$f(x) = f^{(+)}(x) + f^{(-)}(x) .$$

Мы проследим преобразования положительно и отрицательно-частотных частей при всех операциях (столбец IУ таблицы I). Заметим, что уравнения для операторов свободного поля спина I/2 в пространстве импульсов имеют следующий вид:

$$(m + \gamma_\mu k_\mu) \psi^{(+)}(k) = 0, \quad (m - \gamma_\mu k_\mu) \psi^{(-)}(k) = 0,$$

$$\bar{\psi}^{(+)}(k)(m - \gamma_\mu k_\mu) = 0, \quad \bar{\psi}^{(-)}(k)(m + \gamma_\mu k_\mu) = 0 . \tag{I8}$$

Проведение преобразований

Рассмотрим преобразования операторов поля, векторов состояния и динамических переменных при операциях P, T, C, PT, PC, CT, PCT. Определение операций и условия I-5 позволяют найти преобразования этих величин, не пользуясь никакими дополнительными предположениями. Мы подробно продемонстрируем это на операции пространственного отражения P. Для остальных операций укажем только специфику каждой из них. Результаты проведения всех преобразований запишем в виде таблицы I. В столбце I дадим обозначения операций, в столбце II - определения их.

Операция P. Она определена так: $x_k' = -x_k,\ x_4' = x_4$ и $Q' = Q$. Для простоты считаем, что отражение происходит относительно начала координат. Пользуясь (6) находим преобразование P_μ, а именно:

$$P_k' = -P_k\ ,\ P_4' - P_4 \tag{19}$$

Из соотношений (5) следует, что f переходит в f', f^+ в f^+, а $f^{(\pm)}$ переходит в $f'^{(\pm)}$ и $f^{+(\pm)}$ в $f^{+(\pm)}$. Преобразование положительно и отрицательно частотных частей операторов поля записываем в столбце IУ таблицы I.

Вектор состояния Ψ при преобразовании P переходит в Ψ', определение вакуума (8) не меняется.

Из $Q' = Q$ следует, что $j_4'(x) = j_4(-\vec{x}, x_4)$; на основании уравнений Максвелла получаем

$$A_k'(x) = -A_k(-\vec{x}, x_4),\ A_4'(x) = A_4(-\vec{x}, x_4) \tag{20}$$

$$\vec{H}' = \vec{H}\ ,\ \vec{E}' = -E \tag{21}$$

Преобразования операторов электромагнитного поля просуммируем в столбце У таблицы I.

Имеются два сорта частиц спина O, волновые функции которых при операции P ведут себя так:

$$\varphi' = \varphi$$

$$\phi' = -\phi \tag{22}$$

Мы введем дополнительные обозначения χ и ξ для волновых функций частиц спина нуль, чтобы отличать поведение их при других операциях.

Преобразования бозонных волновых функций дадим в столбце УI таблицы I.

При операции P операторы спинорного поля преобразуются так:

$$\psi'(x) = \eta_p S_p^{+} \psi(-\vec{x}, x_4)$$

$$\bar{\psi}'(x) = \eta_p^{*} \psi^{+}(-\vec{x}, x_4) S_p \gamma_4 .$$

Из перестановочных соотношений следует, что

$$\eta_p \eta_p^{*} = 1, \quad S_p^{+} = S_p' \tag{23}$$

Матрицу $S_p = \gamma_4$ находим из условия инвариантности при P уравнений (3). Так как спиноры являются двузначными представлениями группы Лорентца, поэтому двухкратное применение операции P может привести к изменению знака спинора, поэтому может принимать следующие значения:

$$\eta_p = \pm 1, \ \pm i \tag{24}$$

Известно [3,4,5], что волновые функции всех частиц могут принадлежать к одному из классов: или к классу $\eta = +1$ или к классу $\eta = \pm i$. Заметим далее, что четность только тех частиц, которые поглощаются или испускаются при взаимодействиях может быть определена безотносительно (или по отношению к четному вакууму). Частицы спина I/2 во всех взаимодействиях встречаются попарно, поэтому только относительная четность их имеет физический смысл. Таким образом, при операции P операторы спинорного поля преобразуются следующим образом

$$\psi'(x) = \eta_p \gamma_4 \psi(-\vec{x}, x_4)$$

$$\bar{\psi}'(x) = \eta_p^{*} \bar{\psi}(-\vec{x}, x_4) \gamma_4 \tag{25}$$

Преобразования операторов спинорного поля запишем в столбце УП а соотношение между матрицами в столбце 8 таблицы I.

Зная законы преобразований операторов полей, находим поведение динамических переменных при операции P. Пользуясь (9), (11), (12), (15), (16) проверяем правильность преобразований P и Q, а на основании (10), (13), (14), (17) находим преобразования J_μ и S_μ. Результаты записываем в столбце 9 таблицы I.

Из $\bar\psi$, ψ и матриц $I, \gamma_5, \gamma_\mu, \gamma_5\gamma_\mu, \sigma_{\mu\nu}$ можно составить пять билинейных форм

$$\bar\psi\psi,\ \bar\psi\gamma_5\psi,\ \bar\psi\gamma_\mu\psi,\ \bar\psi\gamma_5\gamma_\mu\psi,\ \bar\psi\sigma_{\mu\nu}\psi \tag{26}$$

Чтобы не расписывать преобразования отдельных составляющих, рассмотрим преобразования следующих выражений:

$$\bar\psi\psi,\ \bar\psi\gamma_5\psi,\ \bar\psi\gamma_\mu\psi A_\mu,\ \bar\psi\gamma_\mu\psi\frac{\partial}{\partial x_\mu},$$
$$\bar\psi\gamma_5\gamma_\mu\psi A_\mu,\ \bar\psi\gamma_5\gamma_\mu\psi\frac{\partial}{\partial x_\mu},\ \bar\psi\sigma_{\mu\nu}\psi\frac{\partial A_\mu}{\partial x_\nu} \tag{27}$$

Те билинейные комбинации, которые преобразуются при данной операции как скаляр поместим в левую часть столбца X, а те, которые преобразуются как псевдоскаляр в его правую часть таблицы I. Поведение выражений (27) при различных операциях даст возможность просто получать лагранжианы как трехвершинных, так и четырехвершинных взаимодействий.

<u>Операция T.</u> Она определена так: $x_k' = x_k$, $x_4' = -x_4$, $Q' = Q$ и получила название Вигнеровского отражения времени[6]. Под операцией отражения времени мы понимаем такую операцию, которая превращает волновую функцию u в волновую функцию (Ku) такую, что

любой эксперимент, проведенный во время $-t$ над $K u$ даст тот же результат, что и эксперимент во время $+t$ над состоянием u. Т.е. при операции отражения времени меняется направление временной оси, но не прошедшее с будущим.

Операция отражения времени не может быть включена в общую схему унитарных преобразований. Действительно, если определить преобразование операторов поля из требования инвариантности относительно T уравнений движения, то мы придем к противоречию уже при преобразовании лагранжианов свободных полей. Если лагранжиан свободного бозонного поля останется инвариантным относительно операции T, то лагранжиан свободного фермионного поля изменит знак.

Для последовательного включения операции отражения времени T Швингер [7] предложил расширить класс преобразований. Он рассмотрел преобразование, переводящее вектор состояния Ψ в вектор состояния Ψ^*, т.е.

$$\Psi_a' = R^* \Psi_a \quad , \quad \Psi_a^{*'} = R \Psi_a \tag{28}$$

Матричный элемент перехода $a \to b$ при преобразовании (28) ведет себя следующим образом:

$$(\Psi_a^* A \cdot B \Psi_b) = (\Psi_a' RA \cdot BR^{-1} \Psi_b'^{*}) =$$

$$= (\Psi_b'^{*} \{RABR^{-1}\}^T \Psi_a') = (\Psi_b'^{*} \{(RBR^{-1})^T (RAR^{-1})^T\} \Psi_a') =$$

$$= (\Psi_b^{*'} B' A' \Psi_a). \tag{29}$$

т.о. преобразование (28) приводит к инверсии всех операторов, а это дает необходимое изменение знака при преобразовании лагранжиана свободного фермионного поля. Операция инверсии определяется так: все операторные выражения должны читаться справа налево, вместо обычного чтения слева направо.

Вместо операции инверсии можно рассматривать, как это сделал Вигнер [6], другую нелинейную операцию, а именно, операцию комплексного сопряжения (см. [8,9]).

Проиллюстрируем необходимость проведения инверсии операторов на следующем примере [2]. Рассмотрим коммутационное соотношение

$$i g_{\nu\nu} \frac{\partial f}{\partial x_\nu} = [f, P_\nu], \qquad (6)$$

при T x_4 изменяет знак, но поскольку оператор поля входит в обе части равенства, то для сохранения (6) необходимо, чтобы P_4 тоже менялo знак, что невозможно, так как энергия вакуума определена равной нулю. Это противоречие исчезает, если операция T сопровождается инверсией операторов.

Ввиду того, что $Q = Q$ и необходима инверсия в операторов, то из (5) следует, что при T каждый оператор поля f переходит в эрмитовски сопряженный f^+ и обратно. Положительно и отрицательно-частотные части преобразуются так:

$$f^{(+)} \to f^{+(-)}, \quad f^{(-)} \to f^{+(+)} \qquad (30)$$

определение вакуума сохраняется.

Можно показать, что при операции T операторы ψ, $\bar{\psi}$ преобразуются так:

I	II	III	IV	V	VI	VII	VIII	IX	X		
Обозначен	Определение	Вектор состояния Ψ	$f^{(\pm)}\ f^{+(\pm)}$	A_μ	Спин 0 φ, Φ, χ, ξ	Спин ½ $\psi,\ \bar\psi$	γ_μ, γ_5	p_μ $J_\mu,\ S_\kappa$	Билинейные комбинации преобразующиеся, как скаляр	псевдоскаляр	1
P $(\equiv I)$	$x'_\kappa = -x_\kappa$ $x'_4 = x_4$ $Q' = Q$	$\Psi \to \Psi'$ инверсии нет	$f^{(\pm)} \to f^{(\pm)'}$ $f^{+(\pm)} \to f^{+(\pm)'}$	$A'_\kappa(x) = -A_\kappa(-\bar x, x_4)$ $A'_4(x) = A_4(-\bar x, x_4)$ $\bar H' = \bar H$ $\bar E' = -\bar E$	$\varphi' = \varphi$ $\Phi' = -\Phi$ $\chi' = \chi$ $\xi' = -\xi$	$\psi'(x) = \eta_p \gamma_4 \psi(-\bar x, x_4)$ $\bar\psi'(x) = \eta_p^* \bar\psi(-\bar x, x_4)\gamma_4$ $\eta_p = \pm 1$ или $\pm i$	$\gamma_4\gamma_\kappa\gamma_4 = -\gamma_\kappa$ $\gamma_4\gamma_5\gamma_4 = -\gamma_5$ $\gamma_4\sigma_\kappa\gamma_4 = \sigma_\kappa$	$p'_\kappa = -p_\kappa; p'_4 = p_4$ $J'_\kappa = -J_\kappa; J'_4 = J_4$ $S'_\kappa = S_\kappa$	$\bar\psi\psi$ $\bar\psi\gamma_\mu\psi A_\mu; \bar\psi\gamma_\mu\psi\frac{\partial}{\partial x_\mu}$ $\bar\psi\sigma_{\mu\nu}\psi\frac{\partial A_\mu}{\partial x_\nu}$;	$\bar\psi\gamma_5\psi$ $\bar\psi\gamma_5\gamma_\mu\psi A_\mu$ $\bar\psi\gamma_5\gamma_\mu\psi\frac{\partial}{\partial x_\mu}$	2
T	$x'_\kappa = x_\kappa$ $x'_4 = -x_4$ $Q' = Q$	$\Psi \to \Psi^{*\prime}$ инверсия	$f^{(+)} \to f^{+(-)'}$ $f^{(-)} \to f^{+(+)'}$	$A'_\kappa(x) = -A_\kappa(\bar x, -x_4)$ $A'_4(x) = A_4(\bar x, -x_4)$ $\bar H' = -\bar H$ $\bar E' = \bar E$	$\varphi' = \varphi^*$ $\Phi' = -\Phi^*$ $\chi' = -\chi^*$ $\xi' = \xi^*$	$\psi'(x) = \eta_T \Omega^{-1}\gamma_4\bar\psi(\bar x, -x_4)$ $\bar\psi'(x) = \eta_T^*\psi(\bar x, -x_4)\Omega\gamma_4$ $\Omega = \gamma_1\gamma_3;\ \eta_T\eta_T^* = 1$	$\Omega^{-1}\gamma_\mu^T\Omega = \gamma_\mu$ $\Omega^{-1}\gamma_5^T\Omega = \gamma_5$ $\Omega^{-1}\sigma_\kappa^T\Omega = -\sigma_\kappa$	$p'_\kappa = -p_\kappa; p'_4 = p_4$ $J'_\kappa = -J_\kappa; J'_4 = J_4$ $S'_\kappa = -S_\kappa$	$\bar\psi\psi;\ \bar\psi\gamma_\mu\psi A_\mu$ $\bar\psi\gamma_5\gamma_\mu\psi A_\mu$ $\bar\psi\sigma_{\mu\nu}\psi\frac{\partial A_\mu}{\partial x_\nu}$	$\bar\psi\gamma_5\psi; \bar\psi\gamma_\mu\psi\frac{\partial}{\partial x_\mu}$ $\bar\psi\gamma_5\gamma_\mu\psi\frac{\partial}{\partial x_\mu}$	3
C	$x'_\mu = x_\mu$ $Q' = -Q$	$\Psi \to \Psi'$ инверсии нет	$f^{(+)} \to f^{+(+)'}$ $f^{(-)} \to f^{+(-)'}$	$A'_\mu(x) = -A_\mu(x)$ $\bar H' = -\bar H$ $\bar E' = -\bar E$	$\varphi' = \varphi^*$ $\Phi' = \Phi^*$ $\chi' = -\chi^*$ $\xi' = -\xi^*$	$\psi'(x) = \eta_c C^{-1}\bar\psi(x)$ $\bar\psi'(x) = -\eta_c^*\psi(x)C$ $C = \gamma_2\gamma_4;\ \eta_c\eta_c^* = 1$	$C^{-1}\gamma_\mu^T C = -\gamma_\mu$ $C^{-1}\gamma_5^T C = \gamma_5$ $C^{-1}\sigma_\kappa^T C = -\sigma_\kappa$	$p'_\mu = p_\mu$ $J'_\mu = -J_\mu$ $S'_\kappa = S_\kappa$	$\bar\psi\psi;\ \bar\psi\gamma_5\psi$ $\bar\psi\gamma_\mu\psi A_\mu$ $\bar\psi\gamma_5\gamma_\mu\psi\frac{\partial}{\partial x_\mu}$ $\bar\psi\sigma_{\mu\nu}\psi\frac{\partial A_\mu}{\partial x_\nu}$	$\bar\psi\gamma_\mu\psi\frac{\partial}{\partial x_\mu}$ $\bar\psi\gamma_5\gamma_\mu\psi A_\mu$	4
PT $(\equiv WR)$	$x'_\mu = -x_\mu$ $Q' = Q$	$\Psi \to \Psi^{*\prime}$ инверсия	$f^{(+)} \to f^{+(-)'}$ $f^{(-)} \to f^{+(+)'}$	$A'_\mu(x) = A_\mu(-x)$ $\bar H' = -\bar H$ $\bar E' = -\bar E$	$\varphi' = \varphi^*$ $\Phi' = \Phi^*$ $\chi' = -\chi^*$ $\xi' = -\xi^*$	$\psi'(x) = \eta_{PT}\Omega^{-1}\bar\psi(-x)$ $\bar\psi'(x) = \eta_{PT}^*\psi(-x)\Omega$ $\Omega = \gamma_1\gamma_3;\ \eta_{PT}\eta_{PT}^* = 1$	$\Omega^{-1}\gamma_\mu^T\Omega = \gamma_\mu$	$p'_\mu = p_\mu$ $J'_\mu = J_\mu$ $S'_\kappa = -S_\kappa$	$\psi\bar\psi, \bar\psi\gamma_5\psi$ $\bar\psi\gamma_\mu\psi A_\mu; \bar\psi\gamma_5\gamma_\mu\psi\frac{\partial}{\partial x_\mu}$ $\bar\psi\sigma_{\mu\nu}\psi\frac{\partial A_\mu}{\partial x_\nu}$	$\bar\psi\gamma_\mu\psi\frac{\partial}{\partial x_\mu}$ $\bar\psi\gamma_5\gamma_\mu\psi A_\mu$	5
PC	$x'_\kappa = -x_\kappa$ $x'_4 = x_4$ $Q' = -Q$	$\Psi \to \Psi'$ инверсии нет	$f^{(+)} \to f^{+(+)'}$ $f^{(-)} \to f^{+(-)'}$	$A'_\kappa(x) = A_\kappa(-\bar x, x_4)$ $A'_4(x) = -A_4(-\bar x, x_4)$ $\bar H' = -\bar H$ $\bar E' = \bar E$	$\varphi' = \varphi^*$ $\Phi' = -\Phi^*$ $\chi' = -\chi^*$ $\xi' = \xi^*$	$\psi'(x) = \eta_{PC} C^{-1}\gamma_4\bar\psi(-\bar x, x_4)$ $\bar\psi'(x) = \eta_{PC}^*\psi(-\bar x, x_4)C\gamma_4$ $C = \gamma_2\gamma_4;\ \eta_{PC}\eta_{PC}^* = 1$	$C^{-1}\gamma_\mu^T C = -\gamma_\mu$	$p'_\kappa = -p_\kappa; p'_4 = p_4$ $J'_\kappa = J_\kappa; J'_4 = -J_4$ $S'_\kappa = S_\kappa$	$\bar\psi\psi;\ \bar\psi\gamma_\mu\psi A_\mu$ $\bar\psi\gamma_5\gamma_\mu\psi A_\mu$ $\bar\psi\sigma_{\mu\nu}\psi\frac{\partial A_\mu}{\partial x_\nu}$	$\bar\psi\gamma_5\psi; \bar\psi\gamma_\mu\psi\frac{\partial}{\partial x_\mu}$ $\bar\psi\gamma_5\gamma_\mu\psi\frac{\partial}{\partial x_\mu}$	6
CT	$x'_\kappa = x_\kappa$ $x'_4 = -x_4$ $Q' = -Q$	$\Psi \to \Psi^{*\prime}$ инверсия	$f^{(+)} \to f^{(-)'}$ $f^{+(+)} \to f^{+(-)'}$	$A'_\kappa(x) = A_\kappa(\bar x, -x_4)$ $A'_4(x) = -A_4(\bar x, -x_4)$ $\bar H' = \bar H$ $\bar E' = -\bar E$	$\varphi' = \varphi$ $\Phi' = -\Phi$ $\chi' = \chi$ $\xi' = -\xi$	$\psi'(x) = \eta_{TC} S^{-1}\psi(\bar x, -x_4)$ $\bar\psi'(x) = -\eta_{TC}^*\bar\psi(\bar x, -x_4)S$ $S = \gamma_1\gamma_2\gamma_3;\ \eta_{TC} = \pm 1$ или $\pm i$	$S^{-1}\gamma_4 S = -\gamma_4$ $S^{-1}\gamma_\kappa S = \gamma_\kappa$ $S^{-1}\gamma_5 S = -\gamma_5$ $S^{-1}\sigma_\kappa S = +\sigma_\kappa$	$p'_\kappa = -p_\kappa, p'_4 = p_4$ $J'_\kappa = J_\kappa; J'_4 = -J_4$ $S'_\kappa = -S_\kappa$	$\bar\psi\psi,\ \bar\psi\gamma_\mu\psi\frac{\partial}{\partial x_\mu}$ $\bar\psi\gamma_\mu\psi A_\mu$ $\bar\psi\sigma_\mu\psi\frac{\partial A_\mu}{\partial x_\nu}$	$\bar\psi\gamma_5\psi$ $\bar\psi\gamma_5\gamma_\mu\psi\frac{\partial}{\partial x_\mu}$ $\bar\psi\gamma_5\gamma_\mu\psi A_\mu$	7
PCT $(\equiv SR)$	$x'_\mu = -x_\mu$ $Q' = -Q$	$\Psi \to \Psi^{*\prime}$ инверсия	$f^{(+)} \to f^{(-)'}$ $f^{(-)} \to f^{(+)'}$	$A'_\mu(x) = -A_\mu(-x)$ $\bar H' = \bar H$ $\bar E' = \bar E$	$\varphi' = \varphi$ $\Phi' = \Phi$ $\chi' = \chi$ $\xi' = \xi$	$\psi'(x) = \eta\gamma_5\psi(-x)$ $\bar\psi'(x) = \eta^*\bar\psi(-x)\gamma_5$ $\eta = \pm 1$ или $\pm i$	$\gamma_5\gamma_\mu\gamma_5 = \gamma_\mu$ $\gamma_5\sigma_\kappa\gamma_5 = -\sigma_\kappa$	$p'_\mu = p_\mu$ $J'_\mu = -J_\mu$ $S'_\kappa = -S_\kappa$	$\bar\psi\psi;\ \bar\psi\gamma_5\psi$ $\bar\psi\gamma_\mu\psi\frac{\partial}{\partial x_\mu}; \bar\psi\gamma_\mu\psi A_\mu$ $\bar\psi\gamma_5\gamma_\mu\psi\frac{\partial}{\partial x_\mu}; \psi\gamma_5\gamma_\mu\psi A_\mu$ $\bar\psi\sigma_{\mu\nu}\psi\frac{\partial A_\mu}{\partial x_\nu}$	—	8

Таблица I

К статье В.Г. Соловьева. Операции зарядового сопряжения и отражения пространства и времени.

$$\psi'(x) = \eta_T \Omega^{-1} \psi^+(\vec{x}, -x_4)$$

$$\psi'^+(x) = \eta_T^* \psi(\vec{x}, -x_4)\Omega \qquad (31)$$

причем $\Omega^{-1}\gamma_\mu \Omega = \gamma_\mu$, $\Omega = \gamma_1\gamma_3 = -\Omega^+ = -\Omega^T$. Заметим, что фазовые множители η_T ограничены только одним условием $\eta_T \eta_T^* = 1$.

Преобразования операторов полей, векторов состояний и динамических переменных при операции T приведены в строке 3 таблицы I.

Операция C рассмотрена во многих работах [I,2,I0,II], а операция PT, названная слабым отражением (WR), подробно исследована в [2].

Операцию TC в ряде работ [3,5,7,I2] называют операцией отражения времени, это связано с тем, что при операции отражения времени рассматривался случай, когда оператор поля f переходит в f' и не делался анализ поведения заряда Q. Швингер и Белл рассматривали TC, как операцию, дополняющую P до преобразования собственной группы Лоренца.

Операция PC названа Ландау [I3] комбинированной инверсией. Интерес к этой операции связан с открытием несохранения четности в слабых взаимодействиях и предложением [I3,I4] о инвариантности относительно PC слабых взаимодействий. В [I5] была высказана гипотеза об общем требовании инвариантности только относительно PC для всех взаимодействий.

Операция PCT подробно рассмотрена в [2,I6]. Относительно преобразований PCT Паули [2], Людерсом [I6] и другим [7,I2] доказана теорема о том, что широкий класс теорий поля, инвариантных относительно собственных преобразований Лоренца, также инвариантен относительно произведения преобразований PCT. Эта теорема носит название теоремы Паули-Людерса.

Лагранжианы взаимодействия и волновые функции барионов и мезонов

Рассмотрим возможные типы лагранжианов взаимодействия и свойства волновых функций, пригодных для описания барионов (нуклоны Λ, Σ и Ξ - гипероны) и мезонов (π и K-мезоны). Считаем, что спин π и K-мезонов равен нулю, а спин барионов I/2.

Изотопическая структура лагранжиана сильного взаимодействия мезонов и барионов, предложенная в [I7], наиболее четко сформулирована Саламом [I8]. Этой математической формулировки схемы Гелл-Манна [I9] мы будем придерживаться в данной работе. Заметим, что если рассматриваемые частицы принадлежат к одному и тому же изотопическому мультиплету, то их волновые функции при всех преобразованиях ведут себя сходным образом.

Лагранжианы сильного взаимодействия разделим на два класса[20]. К первому классу отнесем взаимодействия, содержащие хотя бы одну вершину, где фермион не меняет ни одной из своих основных характеристик: масса, электрический заряд, странность. Это электромагнитные взаимодействия, взаимодействия π -мезонов с нуклонами, π мезонов с Σ - гиперонами и π -мезонов с Ξ -гиперонами. Ко второму классу отнесем взаимодействия, содержащие только такие вершины, где фермион обязательно изменяет одну из своих основных характеристик: масса, электрический заряд, странность. Это взаимодействия π -мезонов с Λ и Σ - гиперонами, а также все взаимодействия K-мезонов с барионами.

Выше были введены волновые функции частиц спина нуль φ, χ, ϕ, ξ и в столбце VI таблицы I даны преобразования их. Рассмотрим различные лагранжианы взаимодействия, инвариантные относительно P, C, T, которые содержат φ, χ, ϕ, ξ. Считаем, что спиноры ψ_1 и ψ_2 обладают одинаковыми фазовыми множителями η_P, η_C, η_T.

Лагранжианы взаимодействия первого класса для операторов φ, χ, Φ, ξ (для простоты истинно нейтральных, т.е. $C\theta_0 = \pm\theta_0$) запишем в следующем виде:

$$L_\varphi = g_\varphi \bar\psi \psi \varphi_0 \tag{32}$$

!

$$L_\chi = f_\chi \bar\psi \gamma_\mu \psi \frac{\partial \chi_0}{\partial x_\mu} \tag{33}$$

?

$$L_\Phi = g_\Phi \bar\psi \gamma_5 \psi_0 \Phi_0 + f_\Phi \bar\psi \gamma_5 \gamma_\mu \psi \frac{\partial \Phi_0}{\partial x_\mu}\ ; \quad +\bar\psi\gamma_\mu\gamma_5\psi\frac{\partial F_{\mu\nu}}{\partial x_\nu} \tag{34}$$

Зельдович

а для ξ_0 можно найти только четырехвершинное взаимодействие, например, вида

$$L_\xi = g_\xi \bar\psi \gamma_5 \gamma_\mu \psi A_\mu \xi_0 \tag{35}$$

Никакие преобразования не сводят лагранжианы (32)-(35) друг к другу, поэтому следует различать поля, описываемые операторами φ, χ, Φ, ξ.

Для лагранжианов, отнесенных ко второму классу, характерно наличие, кроме обычных членов, взаимодействий вида $i(\bar\psi_1 O \psi_2 \theta - \bar\psi_2 O \psi_1 \theta^*)$. Лагранжианы второго класса, описывающие взаимодействия бозонов φ, χ, Φ, ξ с фермионами ψ_1 и ψ_2 запишем в следующем виде:

$$L_\varphi = g_\varphi(\bar\psi_1\psi_2\varphi + \bar\psi_2\psi_1\varphi^*) + i f_\varphi \left(\bar\psi_1 \gamma_\mu \psi_2 \frac{\partial\varphi}{\partial x_\mu} - \bar\psi_2\gamma_\mu\psi_1\frac{\partial\varphi^*}{\partial x_\mu}\right), \tag{36}$$

$$L_\chi = i g_\chi(\bar\psi_1\psi_2\chi - \bar\psi_2\psi_1\chi^*) + f_\chi\left(\bar\psi_1\gamma_\mu\psi_2\frac{\partial\chi}{\partial x_\mu} + \bar\psi_2\gamma_\mu\psi_1\frac{\partial\chi^*}{\partial x_\mu}\right), \tag{37}$$

$$L_{\phi} = g_{\phi}(\bar{\psi}_1 \gamma_5 \psi \phi + \bar{\psi}_2 \gamma_5 \psi_1 \phi^*) + f_{\phi}(\bar{\psi}_1 \gamma_5 \gamma_\mu \frac{\partial \phi}{\partial x_\mu} + \bar{\psi}_2 \gamma_5 \gamma_\mu \psi_1 \frac{\partial \phi^*}{\partial x_\mu}), \quad (38)$$

$$L_{\xi} = i g_{\xi}(\bar{\psi}_1 \gamma_5 \psi_2 \xi - \bar{\psi}_2 \gamma_5 \psi_1 \xi^*) + i f_{\xi}(\bar{\psi}_1 \gamma_5 \gamma_\mu \psi_2 \frac{\partial \xi}{\partial x_\mu} - \bar{\psi}_2 \gamma_5 \gamma_\mu \psi_1 \frac{\partial \xi^*}{\partial x_\mu}), \quad (39)$$

В этом случае замена $\psi_2 \to -i\psi_2$, $\chi \to \varphi$, $g_\chi \to g_\varphi$ и $f_\chi \to -f_\varphi$ приводит (37) к виду (36), а замена $\psi_2 \to -i\psi_2$, $\xi \to \Phi$, $g_\xi \to g_\Phi$, $f_\xi \to f_\Phi$ приводит (39) к виду (38). Таким образом, имеется только два типа лагранжианов второго родя, а именно, (36) и (38), причем тип взаимодействия определяется поведением оператора бозонного поля при P. Операторы бозонных полей, входящие в лагранжианы взаимодействия второго класса, можно различать только по отношению к операции P.

Как показано в [11] и как видно из таблицы 1 требование инвариантности относительно C запрещает комбинацию скалярной и векторной связей для скалярных частиц. Но это верно только для взаимодействий первого класса, для взаимодействий второго класса, как видно из (36), возможна комбинация скалярной и векторной связей.

Рассмотрим [21], какими свойствами обладают волновые функции, пригодные для описания π и K -мезонов и барионов, при операциях P, C, T и их комбинациях, если при этих преобразованиях должны оставаться инвариантными лагранжианы (36)-(39), а также при T лагранжианы процессов распада $\pi^0 \to 2\gamma$, $K \to 2\pi$, $K \to 3\pi$.

При операциях P, TC, PCT, T, C оператор θ преобразуется так:

$$\theta' = \delta_P \theta, \quad \theta' = \delta_{TC} \theta, \quad \theta' = \delta_{PCT} \theta,$$
$$\theta' = \delta_T \theta^*, \quad \theta' = \delta_C \theta^*, \quad (40)$$

причем $\delta_P = \pm 1$, $\delta_{TC} = \pm 1$, $\delta_{PCT} = 1$, $\delta_T \delta_T^* = 1$, $\delta_C \delta_C^* = 1$.

Исследуем, какие условия на δ накладывают условия инвариантности лагранжианов при P, C, T. Из эксперимента известно, что $\delta_{p}^{\pi} = 1$, а эффективный лагранжиан $e^2 q \pi^0 (\vec{H}\vec{E})$, описывающий процесс $\pi^0 \to 2\gamma$, инвариантен относительно, C, T, если $\delta_p^{\pi} = -1$, $\delta_C^{\pi} = 1$, $\delta_T^{\pi} = -1$. Таким образом Φ является оператором π-мезонного поля.

Из инвариантности относительно T лагранжиана

$$C(K\pi^{*}\pi^{0} \pm K^{*}\pi\pi^{0})$$

описывающего распад $K \to 2\pi$, следует, что $\delta_T^K = \pm 1$. Ввиду того, что $\delta_{TC}^K = \pm 1$, то отсюда следует, что $\delta_C^K = \pm 1$. Так как все сильные взаимодействия K-мезонов относятся к взаимодействиям второго класса, поэтому оператором K-мезонного поля может быть или φ или Φ, в зависимости от пространственной четности K-мезона.

Рассмотрим трансформационные свойства операторов нуклонного и Λ, Σ, Ξ -гиперонных полей. Преобразввание операторов даны в столбце УП таблицы I. Ин инвариантности, при P, TC, PCT, лагранжианов (36)-(39), следует, что операторы всех барионных полей должны принадлежать к одному из двух классов: или к классу $\eta = \pm 1$ или к классу $\eta = \pm i$. Из инвариантности (36), (38) относительно операций T и C следует, что фазовые множиетли η_T, η_C всех барионов могут отличаться друг от друга лишь знаком, что находится в согласии с предположениями в [22]. Условимся определять фазовые множители Λ, Σ и Ξ гиперонов по отношению к фазовым множителям нуклона, обозначим их через ε, ε может принимать значения $\pm$I. Поскольку при операции PCT операторы θ_i и билинейные комбинации $\bar{\psi}_i O \psi_i$ остаются неизменным, то отсюда следует, что $\varepsilon_{PCT} = 1$ для Λ, Σ и Ξ - гиперонов.

Рассмотрим лагранжиан взаимодействия мезонов и барионов и определим какие минимальные сведения о фазовых множителях преобразующихся волновых функций при P, C, T необходимо знать для

для однозначного определения этого лагранжиана. Запишем лагранжиан взаимодействия в виде, данном в [18], не содержащем градиентных членов, а именно:

$$
\begin{aligned}
L(x) = {} & g_1 :\bar{N}(x)\gamma_5 \tau^\lambda \pi^\lambda(x) N(x): + \\
& + g_2 :\bar{\Lambda}(x)\gamma_5 \pi^\lambda(x)\Sigma^\lambda(x) + \bar{\Sigma}^\lambda(x)\gamma_5 \pi^\lambda(x)\Lambda(x): + \\
& + \frac{g_3}{2i} T_\tau(\tau^\lambda \tau^{\lambda'} \tau^{\lambda''}) :\bar{\Sigma}^\lambda(x)\gamma_5 \pi^{\lambda'}(x)\Sigma^{\lambda''}(x): + \\
& + g_4 :\bar{\Xi}(x)\gamma_5 \tau^\lambda \pi^\lambda(x)\Xi(x): + \\
& + g_5 :\bar{N}(x)K(x)\Lambda(x) + K^*(x)\bar{\Lambda}(x)N(x): + \\
& + g_6 :\bar{N}(x)\tau^\lambda K(x)\Sigma^\lambda(x) + \bar{\Sigma}^\lambda(x)K^*(x)\tau^\lambda N(x): + \\
& + g_7 :\bar{\Xi}(x)\tau^2 K^*(x)\Lambda(x) + \bar{\Lambda}(x)K^T\tau^2\Xi(x): + \\
& + g_8 :\bar{\Xi}(x)\tau^2\tau^\lambda K^*(x)\Sigma^\lambda(x) + \bar{\Sigma}^\lambda(x)K^T(x)\tau^\lambda\tau^2\Xi(x):
\end{aligned}
\qquad (40)
$$

Ввиду того, что Φ является волновой функций π -мезона, то вид взаимодействий g_1, g_3, g_4 однозначно определен, взаимодействия же g_2, g_5 и g_7 в (40) написаны произвольным образом. Вид члена g_2 зависит от произведения $\varepsilon_P^\Lambda \varepsilon_P^\Sigma$, для выражения, данного в (40) $\varepsilon_P^\Lambda \varepsilon_P^\Sigma = 1$. Ввиду того, что выражение g_2 принадлежит к взаимодействиям второго класса, то значение величин (ε_C^Λ ε_C^Σ) и (ε_T^Λ ε_T^Σ) не нужно. Если

$\varepsilon_p^{\Lambda} \cdot \varepsilon_p^{\Sigma} = -1$, то

$$L_2 = g_2 \bar{\Lambda}(x) \pi^{\lambda}(x) \Sigma^{\lambda}(x) + \bar{\Sigma}^{\lambda} \pi^{\lambda}(x) \Lambda(x).$$

Взаимодействие g_2 определяет также отношение типов взаимодействий g_5 и g_6, g_7 и g_8. Действительно, взаимодействие g_5 в (40) взято произвольным образом, оно определяется произведением $\varepsilon_p^{\Lambda} \; \delta_p^{K}$, в случае (40) $(\varepsilon_p^{\Lambda} \; \delta_p^{K}) = 1$. Но поскольку известен $(\varepsilon_p^{\Lambda} \; \varepsilon_p^{\Sigma})$ и $(\varepsilon_p^{\Lambda} \; \delta_p^{K})$, то взаимодействие g_6 полностью определено. Если известны $(\varepsilon_p^{\Lambda} \; \varepsilon_p^{\Sigma})$ и $(\varepsilon_p^{\Lambda} \; \delta_p^{K})$, то значение ε_p^{Ξ} однозначно определяет взаимодействия и g_8. В случае (40) $\varepsilon_p^{\Xi} = 1$.

Таким образом для однозначного определения лагранжиана сильного взаимодействия барионов и мезонов необходимо знать следующие величины:

$$(\varepsilon_p^{\Lambda} \; \varepsilon_p^{\Sigma}), \; (\varepsilon_p^{\Lambda} \; \delta_p^{K}), \; \varepsilon_p^{\Xi} \tag{41}$$

Заметим, что на основании лагранжиана взаимодействия (40) в [23] получена полная система уравнений для функций Грина барионов и мезонов.

Следуя гипотезе, выдвинутой в [15], рассмотрим сильные взаимодействия инвариантные относительно T. Как показано в [24], лагранжианы взаимодействия второго класса содержат члены не инвариантные относительно операции P. На основании [15,24] можно сказать, что лагранжианы взаимодействия первого класса без градиентных членов, инвариантные относительно T, вследствие требования градиентной и изотопической инвариантностей, являются также инвариантными относительно операции P.

Для сильных взаимодействий второго класса имеется только один вид лагранжиана взаимодействия, инвариантного относительно Γ, а именно (для простоты опускаем члены с градиентной связью):

$$L_I = g_I\left\{\bar{\Psi}_1\gamma_5\Psi_2\Phi + \bar{\Psi}_2\gamma_5\Psi_1\Phi^*\right\} + ig_I'\left\{\bar{\Psi}_1\Psi_2\Phi - \bar{\Psi}_2\Psi_1\Phi^*\right\}, \qquad (42)$$

т.к. взаимодействие вида

$$L_2 = g_{II}\left\{\bar{\Psi}_1\Psi_2\varphi + \bar{\Psi}_2\Psi_1\varphi^*\right\} + ig_{II}'\left\{\bar{\Psi}_1\gamma_5\Psi_2\varphi - \bar{\Psi}_2\gamma_5\Psi_1\varphi^*\right\} \qquad (43)$$

приводится к (42) заменой $\varphi \to -i\Phi$, $g_{II}' \to g_I$, $g_{II} \to -g_I'$.

Заметим, что лагранжианы первого класса, инвариантные относительно Т будут различными для операторов φ и Φ.

Ввиду того, что известно δ_T^π для операторов π-мезонного поля, причем $\delta_T^\pi = -1$, то члены лагранжиана взаимодействия мезонов и барионов, отнесенные к первому классу, полностью определены. Для взаимодействий же второго класса имеется только один вид членов, а именно (42), инвариантных относительно Т. Таким образом изотопически инвариантный лагранжиан взаимодействия барионов и мезонов, инвариантный относительно Т, полностью определен. Этот лагранжиан, полученный в [15,18,24], запишем в следующем виде:

$$L(x) = g_1 : \bar{N}\gamma_5\tau^\lambda\pi^\lambda N +$$

$$+ g_2 : \bar{\Lambda}\gamma_5\pi^\lambda\Sigma^\lambda + \bar{\Sigma}^\lambda\gamma_5\pi^\lambda\Lambda + ig_2\,\bar{\Lambda}\pi^\lambda\Sigma^\lambda - \bar{\Sigma}^\lambda\pi^\lambda\Lambda +$$

$$+ \frac{g_3}{2i}T_r(\tau^\lambda\tau^{\lambda'}\tau^{\lambda''})\,\bar{\Sigma}^\lambda\gamma_5\pi^{\lambda'}\Sigma^{\lambda''} +$$

$$+ g_4 : \bar{\Xi}\gamma_5\tau^\lambda\pi^\lambda\Xi +$$

$$+ g_5 : \bar{N}K\Lambda + K^*\bar{\Lambda}N + ig_5' : \bar{N}K\gamma_5\Lambda - K^*\bar{\Lambda}\gamma_5 N +$$

$$
\begin{aligned}
&+ g_6 : \bar{N} \tau^{\lambda} \Sigma^{\lambda} K + K^{*} \bar{\Sigma}^{\lambda} \tau^{\lambda} N : + i g_6' : \bar{N} \tau^{\lambda} \gamma_5 K \Sigma^{\lambda} - \\
&\qquad - K^{*} \Sigma^{\lambda} \gamma_5 \tau^{\lambda} N : + \\
&+ g_7 : \bar{\Xi} \tau^{2} K^{*} \Lambda + K^{T} \bar{\Lambda} \tau^{2} \Xi : + i g_7' : \bar{\Xi} \tau^{2} \gamma_5 K^{*} \Lambda + \\
&\qquad + K^{T} \bar{\Lambda} \gamma_5 \tau^{2} \Xi : + \\
&+ g_8 : \bar{\Xi} \tau^{2} \tau^{\lambda} K^{*} \Sigma^{\lambda} + \bar{\Sigma}^{\lambda} K^{T} \tau^{\lambda} \tau^{2} \Xi : + \\
&+ i g_8' : \bar{\Xi} \tau^{2} \tau^{\lambda} \gamma_5 K^{*} \Sigma^{\lambda} + \\
&\qquad + K^{T} \bar{\Sigma}^{\lambda} \gamma_5 \tau^{\lambda} \tau^{2} \Xi :
\end{aligned}
\tag{44}
$$

Литература

I. Н.Н.Боголюбов и Д.В.Ширков "Введение в теорию квантованных полей", ГИТТЛ, Москва, 1957 год.

2. W. Pauli, "Niels Bohr and the Development of Physics", Mc Graw-Hill, New York and Pergamon Press, London, 1955.

3. Э.Картан, "Теория спиноров", ГИИЛ, 1947 год.

4. Wick, Wightman, Wigner, Phys. Rev., 88, 101 (1952).

5. J.Rzewuski, , препринт ОИЯИ, 1957г.

6. E. Wigner, Nach.Ges.Wiss.Göttingen, 546 (1932).

7. J. Schwinger, Phys. Rev., 82, 914 (1951).

8. H. Umezawa, S. Kamefuchi, S. Tanaka, Prog. Theor. Phys., 12, 383 (1954).

9. S. Watanabe, Rev. Mod. Phys., 27, 26, 40 (1955).

IO. J. Schwinger, Phys. Rev., 74, 1439 (1948).

II. A. Pais, R. Jost, Phys. Rev., 87, 871 (1952).

I2. J. Bell, Proc. Roy.Soc. A231, 479 (1955).

I3. Л.Д.Ландау, ЖЭТФ, 32, 405 (1957) Nuclear Physics 3, 27 (1957).

I4. T.D. Lee, C.N. Yang, Phys. Rev., 105, 1671 (1957).

I5. В.Г.Соловьев, ЖЭТФ, 33, 537 (1957) Nuclear Physics (в печати)

I6. G. Lüders, Dan. Mat. Fys. Medd., 28, n. 5 (1954); Annals of Physics, 2, I (1957).

I7. B.d'Espagnat, J. Prentki, Phys. Rev., 99, 328 (1955); Phys.Rev., 102, 1684 (1956).

I8. A. Salam, Nuclear Physics 2, 173 (1956).

I9. M. Gell-Mann, A. Pais, Proceedings of the Glasgow Conference on nuclear and meson physics, 342 (1954).

20. В.Г.Соловьев, ЖЭТФ (в печати)

2I. В.Г.Соловьев, Nuovo Cimento (в печати).

22. P. Roman, Nuclear Physics 4, 564 (1957).
23. В.Г.Соловьев, ЖЭТФ, 33, I2I5 (I957).
24. В.Г.Соловьев, ЖЭТФ, 33, 796 (I957).