ОБЪЕДИНЕННЫЙ ИНСТИТУТ ЯДЕРНЫХ ИССЛЕДОВАНИЙ

Лаборатория теоретической физики

Р. 240

Р. Зайков

ИЗОПРОСТРАНСТВО И СИЛЬНОЕ ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ

г. Дубна. 1958 г.

ОБЪЕДИНЕННЫЙ ИНСТИТУТ ЯДЕРНЫХ ИССЛЕДОВАНИЙ

Лаборатория теоретической физики

Р. 240

Р. Зайков

ИЗОПРОСТРАНСТВО И СИЛЬНОЕ ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ

г. Дубна. 1958 г.

А Н Н О Т А Ц И Я

Допускается существование сверхтяжелых элементарных частиц и дается модифицированное представление 4-х мерной изотопической теории Салама-Полкингхорна.

Рассматривается Λ -гиперон как нейтральная компонента одного триплета содержащего сверхтяжелый / $Z^+\Omega^-$ / - гиперон. Дано доказательство медленного распада сверхтяжелого нейтрального ω^o-мезона.

В течение последних пяти лет наблюдался ряд явлений [1], [2], [3], которые с большой вероятностью можно объяснить как распад или поглощение сверхтяжелых элементарных частиц / мезонов / ω^o, $\omega^{\pm}$ / и гиперонов / Z^+, Ω^-/. Недавно опубликованные результаты Слатера, Харта и Блока [3] весьма убедительны по отношению к существованиюсверхтяжелыхнейтральных / ω^o / и заряженных / ω^- / мезонов. Результаты были получены при помощи потока π -мезонов с энергией 1.9 Бэв на Брукхевенском космотроне. Изотопическая схема Гелл-Манна [4], подтвержденная наблюдениями, содержит в себе сверхтяжелые элементарные частицы подобного рода. Фельдман [5], Марков 6 и Терлецкий [7] предполагают, что перенос сильных взаимодействий между нуклонами и каскадными / Ξ / гиперонами может осуществиться также и посредством заряженных сверхтяжелых мезонов. Классификация элементарных частиц, данная в последнее время Гольданским [8], содержит также сверхтяжелые мезоны и гипероны. Четырехмерное изопространство J_4 Салам-Полкингхорна [9], [10] естественным образом включает в себя подобные частицы [10]. Как известно, представление волновых функций по отношению к J_4 равнозначно представлению этих функций по отношению к двум трехмерным различным изопространствам J_3^+ и J_3^-. Если исключить двойнозаряженные элементарные частицы, существование которых не подтверждено до сих пор наблюдениями, остаются только следующие 4 возможности для представления волновых функций:

1. Спиноры взяты в форме смешанных спиноров x / i_1, i_2 / индексы которых $i_1=1,2$ $i_2=1,2$ обозначают их компоненты по отношению к J_3^+ и соответственно к J_3^-. В J_4 $x(i_1, i_2)$ соответствуют изотопические четырех-векторы x_λ и представление групп вращения O_1 /4/ типа $\mathcal{D}$ /1/2, 1/2/.

2. Псевдовекторы по отношению к J_3^+ и скаляры по отношению к J_3^-, т.е. функции типа $\vec{x}^{(+)}$. В J_4 $\vec{x}^{(+)}$ соответствуют изотопические, антисимметричные и

самодуальные четырех-тензоры $x^{(+)}_{\lambda\mu}$ и представление O_1 /4/ типа $\mathcal{D}$ /1.0/.

3. Псевдовекторы по отношению к $\mathcal{J}_3^-$ и скаляры по отношению к $\mathcal{J}_3^+$, т.е. функции типа $\vec{x}^{(-)}$. В $\mathcal{J}_4$ $\vec{x}^{(-)}$ соответствуют изотопические, антисимметричные и антисамодуальные четырех-тензоры $x^{(-)}_{\lambda\mu}$ и представление O_1 /4/ типа $\mathcal{D}$ /0,1/.

4. Скаляры по отношению к $\mathcal{J}_3^+$ и $\mathcal{J}_3^-$, т.е. функции типа x. В $\mathcal{J}_4$ x соответствуют изотопические скаляры X и представление O_1 /4/ типа $\mathcal{D}$ /0,0/, т.е. изосинглет.

Допустим, что не существуют элементарные частицы, волновые функции которых имели бы представление четвертого типа, т.е. x. Пусть $\vec{\tau}$ обозначает трехмерный псевдовектор, компоненты которого образуют 2x2 матрицы Паули, т.е.

$$\vec{\tau} = \left\{ \begin{pmatrix} 0 & 1 \\ 1 & 0 \end{pmatrix}, \begin{pmatrix} 0 & -i \\ i & 0 \end{pmatrix}, \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & -1 \end{pmatrix} \right\}, \qquad /1/$$

а ε означает единичную 2 x 2 матрицу. Тогда в пространствах $\mathcal{J}_3^+$ и $\mathcal{J}_3^-$ можно определить изоспиноры $x^{(+)}(i_1 j_1)$, $x^{(-)}(i_2 j_2)$ через соотношения

$$x^{(+)}(i_1 j_1) = \vec{\tau}(i_1 j_1) \cdot \vec{x}^{(+)}; \quad x^{(-)}(i_2 j_2) = \vec{\tau}(i_2 j_2) \cdot \vec{x}^{(-)}. \qquad /2/$$

"Шпуры" изоспиноров $x^{(+)}$, $x^{(-)}$ исчезают тождественно. Следовательно также:

$$\begin{aligned} &x^{(+)}(i_1 i_1)^{*} x^{(-)}(i_2 \tau_2^{(1)}) x^{(-)}(\tau_2^{(1)} \tau_2^{(2)}) \ldots x^{(-)}(\tau_2^{(n-1)} i_2) \equiv 0; \\ &x^{(-)}(i_2 i_2)^{*} x^{(+)}(i_1 \tau_1^{(1)}) x^{(+)}(\tau_1^{(1)} \tau_1^{(2)}) \ldots x^{(+)}(\tau_1^{(n-1)} i_1) \equiv 0; \end{aligned} \qquad /3/$$

т.е. не может существовать прямое сильное взаимодействие между одним мезоном с волновой функцией типа $x^{(+)}$ и мезонами с волновыми функциями типа $x^{(-)}$, а также между одним мезоном с волновой функцией типа $x^{(-)}$ и мезонами с волновыми функциями типа $x^{(+)}$. Припишем каждому изотопическому представлению одинаковое число барионов и мезонов. Иным путем к той же идеи пришли В. Вотруба и М.Локаичек[11]. Согласно /1/ и /2/

$$x^{(\pm)}(11) = -x^{(\pm)}(22) = x_3^{(\pm)}; \; x^{(\pm)}(12) = x_1^{(\pm)} - i x_2^{(\pm)}; \; x^{(\pm)}(21) = x_1^{(\pm)} + i x_2^{(\pm)}. \qquad /4/$$

Обозначим через ψ и соответственно через Φ волновые функции барионов и мезонов. Положим далее, что представление 1/ охватывает нуклоны, Ξ-гипероны и K-мезоны. Из сказанного нами выше имеем два смешанных изоспинора с компонентами:

$$\begin{cases} \psi(1,1) = N^+; \; \psi(2,1) = N^0; \; \psi(1,2) = \Xi^0; \; \psi = (2,2) = \Xi^-; \\ \Phi(1,1) = K^+; \; \Phi(2,1) = K^0; \; \Phi(1,2) = \tilde{K}^0; \; \Phi = (2,2) = K^-; \end{cases} \qquad /5/$$

Положим, что представление 2/ охватывает Σ -гипероны и π -мезоны. Имеем также два изоспинора типа $\mathfrak{x}^{(+)}$ с компонентами:

$$\begin{cases} \psi^{(+)}(11) = -\psi^{(+)}(22) = \Sigma^{o}; & \psi^{(+)}(12)\sqrt{2}\,\Sigma^{+}; \quad \psi^{(+)}(21) = \sqrt{2}\,\Sigma^{-}; \\ \Phi^{(+)}(11) = -\Phi^{(+)}(22) = \pi^{o}; & \Phi^{(+)}(12)\sqrt{2}\,\pi^{+}; \quad \Phi^{(+)}(21) = \sqrt{2}\,\pi^{-}. \end{cases} \qquad /6/$$

Положим теперь, что Λ^{o} - гиперон образует со сверхтяжелыми гиперонами Z^{+}, Ω^{-} - триплет в пространстве $\mathfrak{I}_3^{-}$ в представлении 3/. В теории Салам-Полкингхорна волновая функция Λ^{o} -гиперона рассматривается как четырехмерный изоскаляр, для которого представление 0_1/4/ есть типа $\mathcal{D}$ /0,0/, т.е. изосинглет. Допустим также, что существует сверхтяжелый нейтральный мезон ω^{o}, который образует с заряженными сверхтяжелыми мезонами ω^{+}, ω^{-} -триплет в $\mathfrak{I}_3^{-}$ в представлении 3/. Масса ω^{o} может быть значительно меньше массы $\omega^{\pm}$. Получаем также два изоспинора типа $\mathfrak{x}^{(-)}$ с компонентами:

$$\psi^{(-)}(11) = -\psi^{(-)}(22) = \Lambda^{o}; \quad \psi^{(-)}(12) = \sqrt{2}\,Z^{+}; \quad \psi^{(-)}(21) = \sqrt{2}\,\Omega^{-};$$

$$\Phi^{(-)}(11) = -\Phi^{(-)}(22) = \omega^{o}; \quad \Phi^{(-)}(12) = \sqrt{2}\,\omega^{+}; \quad \Phi^{(-)}(21) = \sqrt{2}\,\omega^{-}. \qquad /7/$$

Из наших сопоставлений /7/ следует что:

1/ ω^{o} не в состоянии распасться быстро на π -мезоны, так как в этом случае, как было уже упомянуто /см. /3/ /, имело бы место запрещенное сильное взаимодействие между одним мезоном в представлении 3/ с мезонами в представлении 2/. Этот вывод находится в соответствии с наблюдаемыми 4-мя явлениями - 2-мя от Синха-Сенгупта [2] и 2-мя от Слатер, Харт и Блок [3] - которые можно толковать как медленный распад сверхтяжелого нейтрального бозона на заряженный К-мезон и заряженный π - мезон[x/].

2/ Не существует сильное трехлинейное /виртуальное/ взаимодействие типа $\Sigma\Lambda\pi$. Взаимодействие между Λ и Σ -гиперонами, следовательно, по меньшей мере есть четырех линейное /напр. $\Sigma \bar{N} N' \Lambda$ /. Оно осуществляется посредством виртуального излучения и поглощения К-мезонов.

Если допустить, что комплексно-сопряженная функция / π, ω / - мезона дает волновую функцию его античастицы, то из /4/, /6/, /7/ вытекает реальность псевдовекторных функций $\vec{\Phi}^{(+)}$ и $\vec{\Phi}^{(-)}$. Следовательно имеем:

$$(\pi^{o})^{*} = \pi^{o}; \quad (\pi^{+})^{*} = \pi^{-}; \quad (\omega^{o})^{*} = \omega^{o}; \quad (\omega^{+})^{*} = \omega^{-}. \qquad /8/$$

---

x/ Во всяком случае, теории, которые умышленно и автоматически исключают существование сверхтяжелых элементарных частиц, не имеют для этого достаточной убедительности, основанной на эмпирических фактах.

Предположение Даллапорта [12], что не существует прямое сильное взаимодействие типа / $K\pi K$ / выражается через условия:

$$\Phi^{*}(i_1, i_2)\Phi^{(+)}(i_1 j_1)\Phi(j_1, i_2)=0. \qquad /9/$$

Сделаем аналогичное предположение об отсутствие прямого сильного взаимодействия типа / $K\omega K$ /, что выражается через условия:

$$\Phi^{*}(i_1, i_2)\Phi^{(-)}(i_2 j_2)\Phi(i_1, j_2)=0. \qquad /10/$$

Уравнения /9/ и /10/ приводят при предположении, что сопряженная комплексная волновой функции одного заряженного K мезона дает волновую функцию его античастицы к зависимости Тиомна [13].

$$(K^{+})^{*}=K^{-}; \quad (K^{o})^{*}=-\tilde{K}^{o}, \qquad /11/$$

которые связывают волновые функции K-мезонного дублета / K^{+} , K^{o} / с волновыми функциями K-мезонного антидублета / K^{-} , $\tilde{K}^{o}$ /. Допустим, что связь взаимодействия мезонов любого типа / π , K , ω / с барионами не зависит от специального вида волновых функций барионов, а также положим, что все взаимодействия обратимые. Эти гипотезы позволяют произвести группирование лагранжианов взаимодействия. Лагранжианы сильного трехлинейного /виртуального/ взаимодействия имеют следующий вид:

$$\begin{aligned} L_{\pi} &= \bar{\Psi}(i_1, i_2)\Phi^{(+)}(i_1 j_1)\Psi(j_1, i_2) + \frac{1}{2}\bar{\Psi}^{(+)}(i_1 j_1)\Phi^{(+)}(i_1 r_1)\Psi^{(+)}(r_1 j_1) = \\ &= \bar{N}^{+}\{N^{+}\pi^{o}+\sqrt{2}N^{o}\pi^{+}\}+\bar{N}^{o}\{-N^{o}\pi^{o}+\sqrt{2}N^{+}\pi^{-}\}+\bar{\Xi}^{o}\{\Xi^{o}\pi^{o}+\sqrt{2}\Xi^{-}\pi^{+}\}+ \\ &+\bar{\Xi}^{-}\{-\Xi^{-}\pi^{o}+\sqrt{2}\Xi^{o}\pi^{-}\}+\bar{\Sigma}^{+}\{\Sigma^{+}\pi^{o}-\Sigma^{o}\pi^{+}\}+\bar{\Sigma}^{-}\{-\Sigma^{-}\pi^{o}+\Sigma^{o}\pi^{-}\}+ \\ &+\bar{\Sigma}^{o}\{\Sigma^{-}\pi^{+}-\Sigma^{+}\pi^{-}\}; \end{aligned} \qquad /12/$$

$$\begin{aligned} L_{\omega} &= \bar{\Psi}(i_1, i_2)\Phi^{(-)}(i_2 j_2)\Psi(i_1, j_2) + \frac{1}{2}\bar{\Psi}^{(-)}(i_2 j_2)\Phi^{(-)}(i_2 r_2)\Psi^{(-)}(r_2 j_2) = \\ &= \bar{N}^{+}\{N^{+}\omega^{o}+\sqrt{2}\Xi^{o}\omega^{+}\}+\bar{N}^{o}\{N^{o}\omega^{o}+\sqrt{2}\Xi^{-}\omega^{+}\}+\bar{\Xi}^{o}\{-\Xi^{o}\omega^{o}+\sqrt{2}N^{+}\omega^{-}\}+ \\ &+\bar{\Xi}^{-}\{-\Xi^{-}\omega^{o}+\sqrt{2}N^{o}\omega^{-}\}+\bar{Z}^{+}\{Z^{+}\omega^{o}-\Lambda^{o}\omega^{+}\}+\bar{\Omega}^{-}\{-\Omega^{-}\omega^{o}+\Lambda^{o}\omega^{-}\}+ \\ &+\bar{\Lambda}^{o}\{\Omega^{-}\omega^{+}-Z^{+}\omega^{-}\}; \end{aligned} \qquad /13/$$

$$
\begin{aligned}
L_K &= \bar{\Psi}(i_1,i_2)\Phi(j_1,i_2)\Psi^{(+)}(i_1 j_1) + \bar{\Psi}^{(+)}(i_1 j_1)\Phi^*(j_1,i_2)\Psi(i_1,i_2) + \\
&+ \bar{\Psi}(i_1,i_2)\Phi(i_1,j_2)\Psi^{(-)}(i_2 j_2) + \bar{\Psi}^{(-)}(i_2 j_2)\Phi^*(i_1,j_2)\Psi(i_1,i_2) = \\
&= \bar{N}^+\{(\Lambda^0+\Sigma^0)K^+ + \sqrt{2}(\Sigma^+K^0 + Z^+\tilde{K}^0)\} + \bar{N}^0\{(\Lambda^0-\Sigma^0)K^0 + \sqrt{2}(\Sigma^-K^+ + Z^+K^-)\} + \\
&+ \bar{\Xi}^0\{-(\Lambda^0-\Sigma^0)\tilde{K}^0 + \sqrt{2}(\Sigma^+K^- + \Omega^-K^+)\} + \bar{\Xi}^-\{-(\Lambda^0+\Sigma^0)K^- + \sqrt{2}(\Sigma^-\tilde{K}^0 + \Omega^-K^0)\} + \\
&+ \sqrt{2}\bar{\Sigma}^+(\Xi^0K^+ - N^+\tilde{K}^0) + \sqrt{2}\bar{\Sigma}^-(-\Xi^-K^0 + N^0K^-) + \bar{\Sigma}^0(N^+K^- + N^0\tilde{K}^0 - \Xi^0K^0 - \Xi^-K^+) + \\
&+ \sqrt{2}\bar{Z}^+(N^0K^+ - N^+K^0) + \sqrt{2}\bar{\Omega}^-(-\Xi^-\tilde{K}^0 + \Xi^0K^-) + \bar{\Lambda}^0(N^+K^- - N^0\tilde{K}^0 + \Xi^-K^0 - \Xi^0K^+). \qquad /14/
\end{aligned}
$$

Черточка над буквами означает канонически сопряженную соответствующей спинорной функции. Мы для краткости не писали дираковские матрицы, которые связывают функции по отношению к четырехмерному пространству Минковского E_4. Взаимодействия, выраженные через лагранжиан L_K содержат в себе модели для Λ, Σ - гиперонов, предположенных Негановым [14] и Кристи [15]. Лагранжианы сильного четырехлинейного взаимодействия между барионами имеют следующий вид:

$$
\begin{aligned}
L_B^{(+,+)} &= \bar{\Psi}^{(+)}(i_1 r_1)\bar{\Psi}(r_1,i_2)\Psi^{(+)}(i_1 s_1)\Psi(s_1,i_2) = \sqrt{2}\bar{\Sigma}^+\{(\bar{N}^0N^+ + \bar{\Xi}^-\Xi^0)\Sigma^0 + \\
&+ \sqrt{2}(\bar{N}^0N^0 + \bar{\Xi}^-\Xi^-)\Sigma^+\} + \sqrt{2}\bar{\Sigma}^-\{-(\bar{N}^+N^0 + \bar{\Xi}^0\Xi^-)\Sigma^0 + \\
&+ \sqrt{2}(\bar{N}^+N^+ + \bar{\Xi}^0\Xi^0)\Sigma^-\} + \bar{\Sigma}^0\{(\bar{N}^+N^+ + \bar{N}^0N^0 + \bar{\Xi}^0\Xi^0 - \bar{\Xi}^-\Xi^-)\Sigma^0 + \\
&+ \sqrt{2}(\bar{N}^+N^0 + \bar{\Xi}^0\Xi^-)\Sigma^+ - \sqrt{2}(\bar{N}^0N^+ + \bar{\Xi}^-\Xi^0)\Sigma^-\}; \qquad /15/
\end{aligned}
$$

$$
\begin{aligned}
L_B^{(-,-)} &= \bar{\Psi}^{(-)}(i_2 r_2)\bar{\Psi}(i_1,r_2)\Psi^{(-)}(i_2 s_2)\Psi(i_1,s_2) = \sqrt{2}\bar{Z}^+\{(\bar{\Xi}^0N^+ + \bar{\Xi}^-N^0)\Lambda^0 + \\
&+ \sqrt{2}(\bar{\Xi}^0\Xi^0 + \bar{\Xi}^-\Xi^-)Z^+\} + \sqrt{2}\bar{\Omega}^-\{-(\bar{N}^+\Xi^0 + \bar{N}^0\Xi^-)\Lambda^0 + \sqrt{2}(\bar{N}^+N^+ + \bar{N}^0N^0)\Omega^-\} + \\
&+ \bar{\Lambda}^0\{(\bar{N}^+N^+ + \bar{N}^0N^0 + \bar{\Xi}^0\Xi^0 + \bar{\Xi}^-\Xi^-)\Lambda^0 + \sqrt{2}(\bar{N}^+\Xi^0 + \bar{N}^0\Xi^-)Z^+ - \\
&- \sqrt{2}(\bar{\Xi}^0N^+ + \bar{\Xi}^-N^0)\Omega^-\}; \qquad /16/
\end{aligned}
$$

$$L_B^{(+,-)} = \bar{\Psi}^{(+)}(i_1 j_1)\bar{\Psi}(j_1, i_2)\Psi^{(-)}(i_2 j_2)\Psi(i_1, j_2) + \bar{\Psi}^{(-)}(i_2 j_2)\bar{\Psi}(i_1, j_2)\Psi^{(+)}(i_1 j_1)\Psi(j_1, i_2) =$$
$$= \sqrt{2}\,\bar{\Sigma}^{+}\{(\bar{N}^{o}N^{+} - \bar{\Xi}^{-}\Xi^{o})\Lambda^{o} + \sqrt{2}\,\bar{N}^{o}\Xi^{o}Z^{+} + \sqrt{2}\,\bar{\Xi}^{-}N^{+}\Omega^{-}\} + \sqrt{2}\,\bar{\Sigma}^{-}\{(\bar{N}^{+}N^{o} - \bar{\Xi}^{o}\Xi^{-})\Lambda^{o} +$$
$$+ \sqrt{2}\,\bar{N}^{+}\Xi^{-}Z^{+} + \sqrt{2}\,\bar{\Xi}^{o}N^{o}\Omega^{-}\} + \bar{\Sigma}^{o}\{(\bar{N}^{+}N^{+} - \bar{N}^{o}N^{o} - \bar{\Xi}^{o}\Xi^{o} + \bar{\Xi}^{-}\Xi^{-})\Lambda^{o} +$$
$$+ \sqrt{2}(\bar{N}^{+}\Xi^{o} - \bar{N}^{o}\Xi^{-})Z^{+} + \sqrt{2}(\bar{\Xi}^{o}N^{+} - \bar{\Xi}^{-}N^{o})\Omega^{-}\} + \sqrt{2}\,\bar{Z}^{+}\{(\bar{\Xi}^{o}N^{+} - \bar{\Xi}^{-}N^{o})\Sigma^{o} +$$
$$+ \sqrt{2}\,\bar{\Xi}^{o}N^{o}\Sigma^{+} + \sqrt{2}\,\bar{\Xi}^{-}N^{+}\Sigma^{-}\} + \sqrt{2}\,\bar{\Omega}^{-}\{(\bar{N}^{+}\Xi^{o} - \bar{N}^{o}\Xi^{-})\Sigma^{o} + \sqrt{2}\,\bar{N}^{+}\Xi^{-}\Sigma^{+} +$$
$$+ \sqrt{2}\,\bar{N}^{o}\Xi^{o}\Sigma^{-}\} + \bar{\Gamma}^{o}\{(\bar{N}^{+}N^{+} - \bar{N}^{o}N^{o} - \bar{\Xi}^{o}\Xi^{o} + \bar{\Xi}^{-}\Xi^{-})\Sigma^{o} + \sqrt{2}(\bar{N}^{+}N^{o} - \bar{\Xi}^{o}\Xi^{-})\Sigma^{+} +$$
$$+ \sqrt{2}(\bar{N}^{o}N^{+} - \bar{\Xi}^{-}\Xi^{o})\Sigma^{-}\}. \qquad /17/$$

Образуем теперь 4 х 4 матрицы:

$$\vec{\sigma} = \vec{\tau} \times \varepsilon\,; \quad \vec{\rho} = \varepsilon \times \vec{\tau}, \qquad /18/$$

где знак $\times$ обозначает кронекерово умножение матриц. После этого произведем сопряжение смешанного изоспинора $x\ /\ i_1\ ,\ i_2\ /$ с одним четырехкомпонентным спинором $\hat{x}\,(\lambda)$; / λ = 1, 2, 3, 4/ следующим образом:

$$x(1,1) = \hat{x}(1); \quad x(2,1) = \hat{x}(2); \quad x(1,2) = \hat{x}(3);$$
$$x(2,2) = \hat{x}(4). \qquad /19/$$

Положим также:

$$\hat{\Phi}(\lambda)^{*} = \hat{\Phi}(\rho)\,C(\rho\lambda), \qquad /20/$$

где C реальная, эрмитовая и унитарная 4 х 4 – матрица. Условия /9/ и /10/ принимают следующий вид:

$$(\hat{\Phi} C \vec{\sigma} \hat{\Phi}) \cdot \vec{\Phi}^{(+)} = 0; \quad (\hat{\Phi} C \vec{\rho} \hat{\Phi}) \cdot \vec{\Phi}^{(-)} = 0. \qquad /21/$$

Так как $\vec{\Phi}^{(+)}, \vec{\Phi}^{(-)}$ могут принимать произвольные реальные значения, то из /21/ следуют зависимости:

$$\{C\vec{\sigma} + (C\vec{\sigma})^{T}\}C = C\vec{\sigma}C + \vec{\sigma}^{T} = 0; \quad \{C\vec{\rho} + (C\vec{\rho})^{T}\}C = C\vec{\rho}C + \vec{\rho}^{T} = 0. \qquad /22/$$

Единственное решение /22/, которое отвечает условию (11), имеет вид:

$$C = (i\tau_2) \times (i\tau_2) = -\sigma_2\rho_2. \qquad /23/$$

Оператор $\underset{\sim}{C}$" совпадает с оператором, введенным Ван-Виком [16]. Лагранжианы L_π, L_ω, L_K можно записать в трехмерной форме x/

$$L_\pi = (\bar{\hat\psi}\,\vec\sigma\,\hat\psi)\cdot\vec\Phi^{(+)} + i\varepsilon_{abc}\bar\Psi_a^{(+)}\Phi_b^{(+)}\Psi_c^{(+)};\quad L_\omega = (\bar{\hat\psi}\,\vec\rho\,\hat\psi)\cdot\vec\Phi^{(-)} + i\varepsilon_{abc}\bar\Psi_a^{(-)}\Phi_b^{(-)}\Psi_c^{(-)};$$

$$L_K = (\bar{\hat\psi}\,\vec\sigma\,\hat\phi)\cdot\vec\Psi^{(+)} + \bar{\vec\Psi}^{(+)}(\hat\phi\, C\,\vec\sigma\,\hat\psi) + (\bar{\hat\psi}\,\vec\rho\,\hat\phi)\cdot\vec\Psi^{(-)} + \bar{\vec\Psi}^{(-)}\cdot(\hat\phi\, C\,\vec\rho\,\hat\psi);$$

$$(a,\, b,\, c = 1, 2, 3). \qquad /24/$$

Также лагранжианы $L_B^{(+,+)}$, $L_B^{(-,-)}$, $L_B^{(+,-)}$ могут быть записаны в трехмерной форме:

$$L_B^{(+,+)} = (\bar{\vec\Psi}^{(+)}\cdot\bar{\hat\psi}\,\vec\sigma)(\vec\sigma\,\hat\psi\cdot\vec\Psi^{(+)});\quad L_B^{(-,-)} = (\bar{\vec\Psi}^{(-)}\cdot\bar{\hat\psi}\,\vec\rho)(\vec\rho\,\hat\psi\cdot\vec\Psi^{(-)});$$

$$L_B^{(+,-)} = (\bar{\vec\Psi}^{(+)}\cdot\bar{\hat\psi}\,\vec\sigma)(\vec\rho\,\hat\psi\cdot\vec\Psi^{(-)}) + (\bar{\vec\Psi}^{(-)}\cdot\bar{\hat\psi}\,\vec\rho)(\vec\sigma\,\hat\psi\cdot\vec\Psi^{(+)}). \qquad /25/$$

Выражения /25/ показывают, что в этих случаях один K-мезон излучается виртуально и один K-мезон поглощается виртуально. В $\mathcal{Y}_4$ лагранжианы /24/ имеют вид:

$$L_\pi = -i\left\{\bar\Psi_\lambda\Phi_{\lambda\mu}^{(+)}\Psi_\mu + \frac{1}{4}\bar\Psi_{\lambda\rho}^{(+)}\Phi_{\lambda\mu}^{(+)}\Psi_{\mu\rho}^{(+)}\right\};$$

$$L_\omega = -i\left\{\bar\Psi_\lambda\Phi_{\lambda\mu}^{(-)}\Psi_\mu + \frac{1}{4}\bar\Psi_{\lambda\rho}^{(-)}\Phi_{\lambda\mu}^{(-)}\Psi_{\mu\rho}^{(-)}\right\};$$

$$L_K = -i\left\{\bar\Psi_\lambda\Psi_{\lambda\mu}^{(+)}\Phi_\mu + \bar\Psi_{\lambda\mu}^{(+)}\Phi_\lambda\Psi_\mu + \bar\Psi_\lambda\Psi_{\lambda\mu}^{(-)}\Phi_\mu + \bar\Psi_{\lambda\mu}^{(-)}\Phi_\lambda\Psi_\mu\right\} \qquad /24^1/$$

а лагранжианы /25/ - вид:

$$L_B^{(+,+)} = \bar\Psi_{\lambda\rho}^{(+)}\Psi_{\mu\rho}^{(+)}\bar\Psi_\lambda\Psi_\mu;\quad L_B^{(-,-)} = \bar\Psi_{\lambda\rho}^{(-)}\Psi_{\mu\rho}^{(-)}\bar\Psi_\lambda\Psi_\mu;$$

$$L_B^{(+,-)} = (\bar\Psi_{\lambda\rho}^{(+)}\Psi_{\mu\rho}^{(-)} + \bar\Psi_{\lambda\rho}^{(-)}\Psi_{\mu\rho}^{(+)})\bar\Psi_\lambda\Psi_\mu \qquad /25^1/$$

В $/24^1/$, $/25^1/$ мы положили:

$$\hat{x}_0 = \mathcal{U}\hat{x};\quad \bar{\hat{x}}_0 = \bar{\hat{x}}\,\mathcal{U}^{-1};\quad \hat{x}_0(\lambda) = x_\lambda;\quad (\lambda = 1,2,3,4);$$

$$\mathcal{U} = \frac{1}{\sqrt{2}}\begin{pmatrix} -i & 0 & 0 & i \\ 1 & 0 & 0 & 1 \\ 0 & i & i & 0 \\ 0 & 1 & -1 & 0 \end{pmatrix};\quad x_1^{(\pm)} = x_{23}^{(\pm)} = \pm x_{14}^{(\pm)};\ x_2^{(\pm)} = x_{31}^{(\pm)} = \pm x_{24}^{(\pm)};$$

$$x_3^{(\pm)} = x_{12}^{(\pm)} = \pm x_{34}^{(\pm)} \qquad /26/$$

---

x/ Величины $\varepsilon_{abc} = \pm 1$, если а,в,с, образуют четную или нечетную перестановку чисел 1, 2, 3.

Существуют также зависимости:

$$C = \mathcal{U}^{T}\mathcal{U} = \mathcal{U}^{-1}\cdot\mathcal{U}^{*}, \qquad /27/$$

где операторы C и $\mathcal{U}$ даны соответственно /23/ и /26/ . Если положить, согласно /4/:

$$\sqrt{2}\,\hat{x}^{(\pm)}(1) = x_1^{(\pm)} - i x_2^{(\pm)}; \quad \sqrt{2}\,\hat{x}^{(\pm)}(3) = x_1^{(\pm)} + i x_2^{(\pm)};$$

$$\hat{x}^{(\pm)}(2) = x_3^{(\pm)}, \qquad /28/$$

то зависимости /28/ можно написать в форме матрицы:

$$\hat{x}_0^{(\pm)} = W\hat{x}^{(\pm)}; \quad \bar{\hat{x}}_0^{(\pm)} = \bar{\hat{x}}^{(\pm)} W^{-1}; \quad \hat{x}_0^{(\pm)}(a) = x_a^{(\pm)}; \qquad /28^{1}/$$

$$(a = 1, 2, 3); \qquad W = \frac{1}{\sqrt{2}}\begin{pmatrix} 1 & 0 & 1 \\ i & 0 & -i \\ 0 & \sqrt{2} & 0 \end{pmatrix}$$

Из аналогии с /27/ образуем оператор:

$$\gamma = W^{T}W = W^{-1}W^{*} = \begin{pmatrix} 0 & 0 & 1 \\ 0 & 1 & 0 \\ 1 & 0 & 0 \end{pmatrix}. \qquad /29/$$

Согласно /8/ имеем зависимости:

$$\hat{\Phi}^{(\pm)}(a)^{*} = \hat{\Phi}^{(\pm)}(b)\,\gamma(ba), \qquad /30/$$

которые аналогичны /20/. Образуем псевдовектор $\vec{q}$ с компонентами:

$$\vec{q} = \left\{ \frac{1}{\sqrt{2}}\begin{pmatrix} 0 & -1 & 0 \\ -1 & 0 & 1 \\ 0 & 1 & 0 \end{pmatrix}, \ \frac{1}{\sqrt{2}}\begin{pmatrix} 0 & i & 0 \\ -i & 0 & -i \\ 0 & i & 0 \end{pmatrix}, \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & -1 \end{pmatrix} \right\}, \qquad /31/$$

который описывает изоспин частиц, данных с функциями $\hat{\Phi}^{(+)}$, $\hat{\Phi}^{(-)}$ по отношению к $\mathcal{J}_3^{(+)}$, $\mathcal{J}_3^{(-)}$. Тогда следуют соотношения:

$$\gamma\vec{q}\gamma + \vec{q}^{\,T} = 0, \qquad /32/$$

которые аналогичны зависимости /22/. Из сравнения /24/, /25/ соответственно с /24[1]/, /25[1]/ видно, что наша интерпретация не отличается от интерпретации Салам-Полкингхорна. В теории Вотруба-Локаичек [11] гипероны Λ^0, Σ^+, Σ^0, Σ^- образуют своеобразный изотопический квартет, изоспин которого имеет приводимое представление:

$$\vec{\Theta}=\begin{pmatrix} \vec{q} & 0 \\ 0 & 0 \end{pmatrix}, \qquad /33/$$

где $\vec{q}$ даны в /31/. Однако, эта теория, вопреки своей логически безупречной форме, исключает существование сверхтяжелых элементарных частиц.

В нашей интерпретации плотность электрического заряда Q дается как третья компонента одного трехмерного изопсевдовектора. В случае, когда волновые функции имеют представление 1/ его компоненты имеют вид:

$$Q_a=\frac{1}{2}\bar{\hat{x}}(\sigma_a+\rho_a)\hat{x}; \quad (a=1,2,3), \qquad /34/$$

а в случае, когда волновые функции имеют представление 2/ или 3/, его компоненты имеют вид:

$$Q_a^{(\pm)}=-i\varepsilon_{abc}\,\bar{x}_b^{(\pm)}x_c^{(\pm)}; \quad (a,b,c=1,2,3). \qquad /35/$$

Если образовать единичную 4 x 4 - матрицу:

$$I=\varepsilon\times\varepsilon, \qquad /36/$$

тогда плотность количества барионов выражается величиной:

$$\mathcal{N}=c^+c.\bar{\hat{\psi}}I\hat{\psi}+(c^+)^{(+)}c^{(+)}\bar{\psi}_a^{(+)}\psi_a^{(+)}+(c^+)^{(-)}c^{(-)}\bar{\psi}_a^{(-)}\psi_a^{(-)}, \qquad /37/$$

где C^+, C обозначают операторы рождения и уничтожения. Величина N относится как изоскаляр.

Л И Т Е Р А Т У Р А

1. Y.Eisenberg, Phys.Rev., 96, 541 (1954). Nuovo Cimento, 4 Suppl. 2, 484 (1956); См. также теоретическую работу S.H.Hsieh, Progr.Theor. Phys., Jap. 18,2II, (1957) относительно частоты появления сверхтяжелых Ω^- -гиперонов.
W.F.Fry, I.Schneps, M.S.Swami, PhysRev., 97, 1189 (1955); 99, 1561 (1955); Nuovo Cimento 2 , 346 (1955); M.M.Block, D.T.King, Phys.Rev., 97, 1415 (1955); E.M.Harth, M.M.Block, Bull. Am. Phys.Soc. 30, (5), 13 (1955); Phys.Rev., 100, 959 (A) (1955); S.Naranan et al, Nuovo Cimento 4, 651 (1956);
А.А. Варфоломеев и др. ДАН, СССР, IIO, 959 (I956); А.П. Григорьев и др., ЖЭТФ, 32,I589 (I957); З.Ш. Манджавидзе и др., ЖЭТФ, 33, 303, (I957).
2. M.S.Sinha, S.N.Sengupta, Nuovo Cimento 5, 1153 (1957); M.S.Sinha, N.C.Das, Trans.Bose Res.Inst.Calcutta, 19, 73 (1957); N.S.Sinha, S.N.Sengupta, Phil.Mag. 2, 936 (1957).
3. G.G.Slaughter, E.M.Harth, M.M.Block, Phys.Rev., 109,2111(1958).
4. M.Gell-Mann, Nuovo Cimento 4, Suppl. 2, 848 (1956).
5. D.Feldman, Phys.Rev., 103, 254 (1956).
6. М. Марков, ДАН, СССР, I06, 8I4 (I956).
7. Ю. Терлецкий, ДАН, СССР, I08, 236 (I956).
8. V.I.Goldanski, Nuclear Physics 6, 531 (1958).
9. A.Salam, I.C.Polkinghorne, Nuovo Cimento 2, 685 (1955).
10. I.C.Polkinghorne, Nuovo Cimento 6, 864 (1957).
11. V.Votruba, M.Lokajiček , An algebraic system of fundamental particles , Joint Institute for Nuclear Research, Laboratory of Theoretical Physics, P-181 (1958).
12. N.Dallaporta, Nuovo Cimento 7, 200 (1958).
13. J.Tiomno, Nuovo Cimento 6 , 69 (1957).
14. Б.Неганов, ЖЭТФ, 33, 260 (I957).
15. R.F.Christy, Intern.Session Atomphysics (Moscow, 1957).
16. C.B.Von Wyk, Nuovo Cimento 6, 522 (1957).

Статья поступила в издательский отдел I3.X.58 г.