Обьединение сильных и электрослабых взаимодействий в модели составной структуру кварков и лептонов

Н.Г.Марчук

3 декабря 2002

Аннотация

Предлагается модель в которой кварки и лептоны состоят из троек "более элементарных" частиц (преонов) спина 1/2. Выписан лагранжиан для волновых функций преонов с $SU(3)\times SU(2)\times U(1)$ калибровочной симметрией, который позволяет одновременно описывать как сильные, так и электрослабые взаимодействия частиц.

Введение.

В течение последних двух десятилетий так называемая Стандартная Модель утвердилась как модель весьма успешно описывающая физику элементарных частиц. В Стандатрной Модели следующие частицы рассматриваются как фундаментальные (не составные): кварки трех цветов (red, yellow, blue) и шести ароматов u, d, c, s, t, b; лептоны $e^-, \nu_e, \mu^-, \nu_\mu, \tau^-, \nu_\tau$; кванты электрослабого взаимодействия – фотон γ и $W^\pm, Z^0$ векторные бозоны; скалярная частица Хиггса H (пока экспериментально не обнаруженная); кванты сильного взаимодействия – глюоны $g_1, \ldots g_8$, а также античастицы к перечисленным частицам. Кварки и лептоны называются фундаментальными фермионами (FF), а кванты электрослабого и сильного взаимодействия называются фундаментальными бозонами. Фундаментальные фермионы можно разделить на три генерации

$$\begin{pmatrix} \nu_e & u \\ e^- & d \end{pmatrix}, \quad \begin{pmatrix} \nu_\mu & c \\ \mu^- & s \end{pmatrix}, \quad \begin{pmatrix} \nu_\tau & t \\ \tau^- & b \end{pmatrix}. \tag{1}$$

Соответствующие частицы в разных генерациях отличаются лишь массой, которая возростает от первой к третьей генерации (массы всех типов нейтрино пока не установлены). В Стандартной Модели имеется две основные части. Первой частью является теория сильного взаимодействия – квантовая хромодинамика (QCD). Второй частью является теория электрослабого взаимодействия (квантовая электродинамика рассматривается как часть электрослабой теории). Основу квантовой хромодинамики составляет лагранжиан $\mathcal{L}_{QCD}$ с $SU(3)$ калибровочной симметрией в который входят волновые функции кварков. Основу электрослабой теории составляет лагранжиан $\mathcal{L}_{ew}$ с $SU(2) \times U(1)$ калибровочной симметрией в который входят волновые функции как кварков, так и лептонов.

Задача построения обьединенной теории сильных и электрослабых взаимодействий (GUT–Grand Unified Theory), как мы ее понимаем, состоит в том, чтобы найти лагранжиан $\mathcal{L}_{GUT}$, который одновременно описывал бы как сильные, так и электрослабые взаимодействия всех фундаментальных частиц (лагранжиан является, по крайней мере, основой обьединенной теории). Для получения лагранжиана $\mathcal{L}_{GUT}$ нельзя просто сложить лагранжианы $\mathcal{L}_{QCD}$ и $\mathcal{L}_{ew}$, потому что оба эти лагранжиана содержат волновые функции кварков. Имеются еще по крайней мере два обстоятельства препятствующих обьединению этих лагранжианов. Во-первых, в электрослабой теории кварки d, s, b смешиваются, образуя смешанные состояния d', s', b', которые и входят в лагранжиан $\mathcal{L}_{ew}$. Тогда как в квантовой хромодинамике смешивание кварков отсутствует. Во-вторых, в электрослабой теории массы кварков первоначально предполагаются равными нулю. Кварки приобретают массы в результате юкавского взаимодействия со скалярным полем, которое вводится в соответствии с механизмом Хиггса для генерации масс $W^{\pm}, Z^0$ бозонов. Тогда как в квантовой хромодинамике кварки изначально имеют определенные массы.

Один из возможных путей создания GUT состоит в предположении о наличии дополнительной симметрии (унитарной симметрии, суперсимметрии и т.д.) между фундаментальными частицами и выписывании соответствующего фундаментального лагранжиана. В этом направлении сделано большое число работ. Например, в одной из первых такого рода моделей Джоржи и Глэшоу [25] предполагается наличие $SU(5)$ калибровочной симметрии.

Другой возможный путь создания GUT состоит в предположении о том, что кварки и лептоны являются составными частицами состоящими из "более элементарных" частиц. В этом случае в фундаментальный лагранжиан должны входить волновые функции уже этих новых частиц. В данной работе мы идем как раз этим путем.

С начала семидесятых годов был предложен ряд моделей в которых кварки и лептоны рассматривались как составные частицы состоящие из "более элементарных" частиц – preons, subquarks, maons, alphons, quinks, rishons, quips, haplons, ... Почти все из этих моделей можно включить в один из двух классов – трехфермионные модели, в которых кварки и лептоны состоят из трех преонов спина 1/2 [1-13], и фермион-бозонные модели, в которых кварки и лептоны состоят из одного преона спина 1/2 и одного преона спина 0 [14-18] (в этой работе мы не пытаемся дать обзор преонных моделей и приводим далеко не полный список статей на эту тему). Среди трехфермионных моделей, по нашему мнению, наиболее естественной является TCA-модель Теразавы, Чикашиге и Акамы [7, 8], вобравшая в себя многие черты предшествовавших моделей Сенжу [2, 3] и Пати, Салама и Страсди [6, 14]. TCA-модель является весьма универсальной. Как было отмечено Теразавой [8], почти все модели, предложенные до или после TCA-модели, можно рассматривать как частные случаи TCA-модели. Это замечание справедливо и по отношению к нашей модели (два предшествовавших варианта см. в [1, 26]), которая появилась в результате попытки улучшить модель Харари-Шупа [9-13].

При построении модели мы использовали известные идеи, заложенные в Стандартную Модель. Удачное, как нам кажется, сочетание этих идей привело к достаточно простой и реалистичной модели.

1 Описание модели.

Мы предполагаем существование девяти элементарных частиц спина 1/2, которые удобно разбить на четыре группы

$$\beta^r, \beta^y, \beta^b; \quad \lambda; \quad \varepsilon^u, \varepsilon^d; \quad \delta^1, \delta^2, \delta^3. \tag{2}$$

Следуя [1, 26], будем называть их индами (inds). В обозначениях индов букву β мы ассоциируем со словом barion, букву λ ассоциируем со словом lepton, а букву ε ассоциируем со словом electroweak. Индексы r, y, b обозначают цвета (те же, что и в QCD) индов $\beta^r, \beta^y, \beta^b$; индексы u, d

указывают на свойства upness, downness индов $\varepsilon^u, \varepsilon^d$, которые ассоциируются с u и d кварками, а также с нейтрино и электроном; индексы $1, 2, 3$ у индов $\delta^1, \delta^2, \delta^3$ указывают на генерацию частиц. Квантовые числа индов собраны в таблицах 1,2.

Таблица 1.

ind	Q	B	color	L	V	mass
β	0	$1/3$	r, y, b	0	1	0
λ	$-2/3$	0	0	1	1	0
ε^u	$2/3$	0	0	0	-1	0
ε^d	$-1/3$	0	0	0	-1	0
δ	0	0	0	0	0	m_1, m_2, m_3

Здесь Q – электрический заряд в единицах заряда протона, B – барионное квантовое число, color – соответствует цвету в QCD, L – лептонное квантовое число, V – новое квантовое число выделяющее допустимые тройки, которые составляются из индов. Подробнее о V будет сказано дальше.

Инды $\beta, \lambda, \varepsilon$ имеют нулевую массу, а инды $\delta^1, \delta^2, \delta^3$ имеют ненулевые массы m_1, m_2, m_3. Поэтому правоспиральные и левоспиральные инды $\beta, \lambda, \varepsilon$ можно рассматривать как разные частицы. Мы полагаем, что левоспиральные инды $\varepsilon^u_L, \varepsilon^d_L$ имеют слабый изоспин $I^w = 1/2$. Для всех остальных индов слабый изоспин равен нулю.

Таблица 2.

ind	Q	Y^w	I^w	I^w_3
ε^u_L	$2/3$	$1/3$	$1/2$	$1/2$
ε^u_R	$2/3$	$4/3$	0	0
ε^d_L	$-1/3$	$1/3$	$1/2$	$-1/2$
ε^d_R	$-1/3$	$-2/3$	0	0

Здесь Y^w – слабый гиперзаряд, I^w – слабый изоспин, I^w_3 – третья компонента слабого изоспина. Квантовые числа Q, Y^w, I^w_3 связаны формулой Гелл-Манна – Нишиджимы $Q = I^w_3 + Y^w/2$.

Каждый фундаментальный фермион Стандартной Модели (18 кварков и 6 лептонов) мы отождествляем с тройкой индов в соответствии с таблицей 3 выписанной для частиц первой генерации. Тройки вида $\lambda\varepsilon\delta$ соответствуют лептонам, а тройки $\beta\varepsilon\delta$ соответствуют кваркам

Таблица 3.

FF	trio	Q	B	color	L	V
ν_e	$\lambda\,\varepsilon^u\,\delta^1$	0	0	0	1	0
e^-	$\lambda\,\varepsilon^d\,\delta^1$	-1	0	0	1	0
u	$\beta\,\varepsilon^u\,\delta^1$	$2/3$	$1/3$	r, y, b	0	0
d	$\beta\,\varepsilon^d\,\delta^1$	$-1/3$	$1/3$	r, y, b	0	0

Фундаментальные фермионы второй и третьей генерации получаются заменой инда δ^1 на δ^2 и δ^3 соответственно.

Все левоспиральные фундаментальные фермионы имеют слабый изоспин $I^w = 1/2$, а правоспиральные имеют $I^w = 0$.

Таблица 4.

FF	trio	Q	Y^w	I^w	I^w_3
ν_{eL}	$\lambda_L\,\varepsilon^u_L\,\delta^1_R$	0	-1	$1/2$	$1/2$
ν_{eR}	$\lambda_R\,\varepsilon^u_R\,\delta^1_L$	0	0	0	0
e^-_L	$\lambda_L\,\varepsilon^d_L\,\delta^1_R$	-1	-1	$1/2$	$-1/2$
e^-_R	$\lambda_R\,\varepsilon^d_R\,\delta^1_L$	-1	-2	0	0
u_L	$\beta_L\,\varepsilon^u_L\,\delta^1_R$	$2/3$	$1/3$	$1/2$	$1/2$
u_R	$\beta_R\,\varepsilon^u_R\,\delta^1_L$	$2/3$	$4/3$	0	0
d_L	$\beta_L\,\varepsilon^d_L\,\delta^1_R$	$-1/3$	$1/3$	$1/2$	$1/2$
d_R	$\beta_R\,\varepsilon^d_R\,\delta^1_L$	$-1/3$	$-2/3$	0	0

Безмассовые инды входящие в фундаментальный фермион имеют одинаковую спиральность, а массивный инд δ противоположную. Так что общий спин тройки равен $1/2$. [1]

Как видно из таблиц 1-4, квантовые числа кварков и лептонов в точности равны сумме соответствующих квантовых чисел составляющих их индов.

Барионное квантовое число B и лептонное квантовое число L имеют очевидную интерпретацию: $B = 1/3$ указывает на присутствие инда β в фундаментальном фермионе, а $L = 1$ указывает на присутствие инда λ в

[1] В работе G.'t Hooft [19] приведены аргументы указывающие на невозможность существования частиц спина $3/2$ составленных из трех безмассовых фермионов. Возможно, аналогичные аргументы справедливы и для нашего случая, где частица состоит из двух безмассовых фермионов и одного массивного фермиона.

фундаментальном фермионе. В этой модели распад протона невозможен.

Из 9 индов (2) можно составить 165 различных троек индов. Рассмотрим значения квантового числа V индов входящих в тройки. Имеются 10 вариантов: $(+++)$,$(++0)$,$(++-)$,$(+00)$,$(+0-)$,$(+--)$,(000),$(00-)$, $(0--)$,$(---)$, где $\pm$ соответствует $V=\pm 1$. Тройку индов будем называть допустимой, если в ней нет двух индов с одинаковым значением квантового числа V. Другими словами допустимыми являются тройки у которых V есть $(+1,0,-1)$. Легко проверить, что из 165 троек составленных из индов (2) допустимыми являются 24 тройки, а именно $\lambda\varepsilon\delta$ (6 штук) и $\beta\varepsilon\delta$ (18 штук) и они в точности соответствуют кваркам и лептонам из таблицы 3.

Имеется очевидная аналогия настоящей модели, рассматривающей кварки и лептоны как тройки индов, и квантовой хромодинамики, рассматривающией барионы как тройки кварков. Эта аналогия ведет к предположению о том, что все инды имеют еще одно квантовое число с тремя возможными значениями, которое назовем аквацветом (синонимы – super color, heavy color, technicolor,...). Антиинды имеют антиаквацвет. Предполагаем, что кварки и лептоны являются аквацветовыми синглетами (состояниями антисимметризованными по аквацвету). Также предполагаем существование глюонов аквацвета – акваглюонов, являющихся квантами аквацветового взаимодействия, которое удерживает тройки индов в кварках и лептонах с размерами, по-видимому, меньше чем $10^{-17}\,cm$. Представляется естественным описывать аквацветовое взаимодействие с помощью калибровочной теории с $SU(3)$ симметрией соответствующей аквацвету и с лагранжианом отличающимся от QCD лагранжиана лишь константой взаимодействия, которая должна гарантировать радиус конфайнмента не более $10^{-17}\,cm$. Этот лагранжиан должен описывать взаимодействия индов осуществляемое обменом акваглюонами на расстояниях сравнимых с радиусом конфайнмента. Следует отметить, что возможность описания конфайнмента трех частиц, две из которых безмассовые и одна массивная, внутри весьма малой области с размерами меньше $10^{-17}\,cm$, требует дополнительного изучения. Возникающие при этом трудности и пути их преодоления обсуждаются, например, в [19]. Для описания взаимодействий частиц на расстояниях больших радиуса конфайнмента надо использовать другой лагранжиан, который будет выписан в следующем пункте. Будет показано, что такого рода взаимодействия можно интерпретировать как обмен индами входящими в фундаментальные фермионы.

2 Лагранжиан сильного и электрослабого взаимодействий.

Для описания сильных и электрослабых взаимодействий на уровне индов на расстояниях порядка $10^{-16} - 10^{-13} cm$ предлагается использовать следующий лагранжиан

$$
\begin{aligned}
\mathcal{L}_{inds} &= \{\bar{\Psi} i\gamma_\mu(\partial_\mu - -\frac{ig_3}{2}\lambda^l C^l_\mu)\Psi - \frac{1}{4}C^l_{\mu\nu}C^l_{\mu\nu}\} \\
&+ \{\bar{\Phi} i\gamma_\mu(\partial_\mu + (\frac{4}{3})\frac{ig_1}{2}B_\mu)\Phi \\
&+ \bar{L} i\gamma_\mu(\partial_\mu - (\frac{1}{3})\frac{ig_1}{2}B_\mu - \frac{ig_2}{2}\tau^k W^k_\mu)L \\
&+ \bar{R}^u i\gamma_\mu(\partial_\mu - (\frac{4}{3})\frac{ig_1}{2}B_\mu)R^u \\
&+ \bar{R}^d i\gamma_\mu(\partial_\mu + (\frac{2}{3})\frac{ig_1}{2}B_\mu)R^d \\
&- \frac{1}{4}B_{\mu\nu}B_{\mu\nu} - \frac{1}{4}W^k_{\mu\nu}W^k_{\mu\nu} \\
&+ |D_\mu\phi|^2 - \frac{1}{2}\alpha^2(|\phi|^2 - \frac{1}{2}\eta^2)^2\} \\
&+ \{\sum_{k=1}^{3}\bar{\Omega}_k(i\gamma_\mu\partial_\mu - m_k)\Omega_k\} \qquad (3)
\end{aligned}
$$

Здесь мы ссумируем по $\mu, \nu = 0,1,2,3$; $k = 1,2,3$; $l = 1,\ldots,8$; τ^k – матрицы Паули, λ^l – матрицы Гелл-Манна. $\phi = \begin{pmatrix}\phi_+ \\ \phi_0\end{pmatrix}$ – комплексный дублет скалярных полей с $Y^w = 1$. Ковариантная производная имеет вид

$$D_\mu = \partial_\mu - \frac{ig_1}{2}B_\mu - \frac{ig_2}{2}\tau^k W^k_\mu;$$

α, η – вещественные константы. После калибровочного преобразования дублет ϕ имеет вид

$$\phi = \frac{1}{\sqrt{2}}\begin{pmatrix}0 \\ \eta + \chi(x)\end{pmatrix},$$

где константа η является вакуумным средним и χ – вещественное скалярное поле. $\Psi, \Phi, L, R^u, R^d, \Omega_k$ – спинорные волновые функции следующих мультиплетов индов:

$$\Psi = \begin{pmatrix} \beta^r \\ \beta^y \\ \beta^b \end{pmatrix}, \ \Phi = (\,\lambda\,)\,, \ L = \begin{pmatrix} \varepsilon_L^u \\ \varepsilon_L^d \end{pmatrix}, \ R^u = (\,\varepsilon_R^u\,)\,, \ R^d = (\,\varepsilon_R^d\,)\,, \ \Omega_k = (\delta^k), \ k = 1,2,3.$$

$\bar{\Psi}, \bar{\Phi}, \bar{L}, \bar{R}^u, \bar{R}^d, \bar{\Omega}_k$ – спинорно сопряженные волновые функции. g_1, g_2 – константы электрослабого взаимодействия (иногда их обозначают через g', g). g_3 – константа сильного взаимодействия,

$$\begin{aligned} B_{\mu\nu} &= \partial_\mu B_\nu - \partial_\nu B_\mu, \\ W_{\mu\nu} &= \partial_\mu W_\nu - \partial_\nu W_\mu - ig_2[W_\mu, W_\nu] = W^k_{\mu\nu}\frac{\tau^k}{2}, \quad W_\mu = W^k_\mu \frac{\tau^k}{2} \\ C_{\mu\nu} &= \partial_\mu C_\nu - \partial_\nu C_\mu - ig_3[C_\mu, C_\nu] = C^l_{\mu\nu}\frac{\lambda^l}{2}, \quad C_\mu = C^l_\mu \frac{\lambda^l}{2} \end{aligned}$$

Значения C^l_μ определяют векторные поля глюонов. Векторное поле A_μ фотона γ и векторные поля $Z^0_\mu, W^\pm_\mu$ бозонов $Z^0, W^\pm$ вычисляются так

$$\begin{aligned} A_\mu &= \frac{1}{\sqrt{{g_1}^2 + {g_2}^2}}(g_2 B_\mu + g_1 W^3_\mu) \\ Z^0_\mu &= \frac{1}{\sqrt{{g_1}^2 + {g_2}^2}}(-g_1 B_\mu + g_2 W^3_\mu) \\ W^\pm_\mu &= \frac{1}{\sqrt{2}}(W^1_\mu \mp i W^2_\mu) \end{aligned}$$

Слагаемое $|D_\mu \phi|^2$ дает массовые члены для промежуточных бозонов (индекс μ не пишем)

$$\frac{\eta^2}{8}(g_2 W^3 - g_1 B)^2 + \frac{\eta^2 {g_2}^2}{2} W^- W^+$$

и массы

$$m_Z = \frac{\eta\sqrt{{g_1}^2 + {g_2}^2}}{2}, \quad m_W = \frac{\eta g_2}{2}, \quad \frac{m_W}{m_Z} = \cos\theta_W.$$

Обычные формулы связывают константы g_1, g_2 с константой электромагнитного взаимодействия e и углом Вайнберга θ_W

$$e = \frac{g_1 g_2}{\sqrt{{g_1}^2 + {g_2}^2}} = g_2 \sin\theta_W, \qquad \tan\theta_W = \frac{g_1}{g_2}.$$

Масса скалярного поля χ (частица Хиггса H) имеет вид $m_H = \lambda\eta$. Связь между вакуумным средним η и константой Ферми G дается формулой $\eta = (\sqrt{2}G)^{-1/2}$.

Итак, лагранжиан $\mathcal{L}_{inds}$ описывает взаимодействия между спинорными полями индов $\lambda, \beta, \varepsilon$ и калибровочными векторными полями B_μ, C^l_μ, W^k_μ которые определяют векторные безмассовые поля A_μ, C^l_μ. Поля A_μ, C^l_μ отождествляются с физическими полями фотона и глюонов. Чтобы отождествить поля $Z^0_\mu, W^\pm_\mu$ с физическими полями бозонов $Z^0, W^\pm$ мы должны использовать механизм генерации масс для $Z^0, W^\pm$ бозонов. В физике имеется два хорошо известных механизма генерации масс бозонов $Z^0, W^\pm$ которые могут быть включены в рассматриваемую модель. Первым является механизм Хиггса основывающийся на дублете скалярных полей (ϕ^+, ϕ^0), которые (вместе с антидублетом) "сьедаются" $Z^0_\mu, W^\pm_\mu$ полями с возникновением массивных $Z^0, W^\pm$ бозонов и скалярной частицы Хиггса. Этот механизм принят в Стандартной Модели. Присутствие в теории фундаментальных скаляров порождает некоторые трудности (проблема иерархии масс [20]), которые стимулировали разработку моделей с составными скалярными частицами. Такие модели называются техницветовыми (technicolor) [21-24]. В этих моделях предполагается существование новых частиц – техникварков и техниглюонов которые являются составными частями частиц с радиусом конфайнмента порядка $10^{-17}cm$. При втором механизме генерации бозоны Z, W становятся массивными "сьедая" голдстоновские технипионы, которые появляются после спонтанного нарушения киральной симметрии в квантовой технихромодинамике. Как было показано Вайнбергом [21], оба механизма генерации масс ведут к одному и тому же эмпирически успешному соотношению $m_W/m_Z = \cos\theta_W$. Очевидная возможность отождествления техникварков с индами и техницвета с аквацветом показывает, что второй механизм генерации масс бозонов $W^\pm, Z^0$ является весьма привлекательным для использования в нашей модели.

Лагранжиан $\mathcal{L}_{inds}$ представлен в виде трех независимых друг от друга слагаемых заключенных в фигурные скобки. Первое слагаемое, в которое входят волновые функции индов β, описывает сильные взаимодействия. Второе слагаемое, в которое входят волновые функции индов ε и λ, описывает электрослабые взаимодействия. В третье слагаемое входят волновые функции индов δ, которые не участвуют ни в сильных, ни в электрослабых взаимодействиях (если для матриц γ_μ взять представление

Майораны в котором $i\gamma_\mu$ – вещественные матрицы, то волновые функции Ω_k индов δ^k можно взять вещественными). Таким образом, лагранжиан $\mathcal{L}_{inds}$ позволяет рассматривать сильные и электрослабые взаимодействия индов независимо друг от друга. В тоже время лагранжиан $\mathcal{L}_{inds}$ позволяет одновременно описывать как сильные, так и электрослабые взаимодействия частиц, и значит может рассматриваться как лагранжиан обьединенной теории сильных и электрослабых взаимодействий.

3 Обсуждение модели.

К обсуждению сильного и слабого взаимодействий на уровне индов подойдем несколько издалека. Давайте сначала проследим как изменялась интерпретация сильныого, электромагнитного и слабого взаимодействий адронов и лептонов до и после разработки кварковой модели и электрослабой теории.

До разработки кварковой модели адронов сильное взаимодействие рассматривалось в соответствии с идеей Юкавы, как обмен пионами между нуклонами

$$p + \pi^- \longleftrightarrow n, \quad p + \pi^0 \longleftrightarrow p, \quad n + \pi^0 \longleftrightarrow n. \tag{4}$$

Электромагнитное взаимодействие рассматривалось как обмен фотонами между протонами и электронами

$$p + \gamma \longleftrightarrow p, \quad e + \gamma \longleftrightarrow e. \tag{5}$$

И слабое взаимодействие рассматривалось как четырехфермионное взаимодействие

$$n \longleftrightarrow p + e^- + \bar{\nu}_e. \tag{6}$$

После разработки в середине шестидесятых годов кварковой модели и в конце шестидесятых годов электрослабой теории интерпретации взаимодействий (4),(5),(6) изменились. Реакции (4) стали рассматривать как процесс обмена кварками между нуклонами. Например, реакция $p + \pi^- \longleftrightarrow n$ интерпретируется как

$$uud + d\bar{u} \longleftrightarrow udd. \tag{7}$$

Кроме того, в описании сильного взаимодействия появился еще один компонент (сейчас его рассматривают как основной) обмен глюонами между кварками и взаимодействие глюонов между собой

$$\begin{array}{rcl} u^r + g^{\bar{r}y} & \longleftrightarrow & u^y, \\ d^r + g^{\bar{r}y} & \longleftrightarrow & d^y, \\ g^{r\bar{b}} + g^{b\bar{y}} & \longleftrightarrow & g^{r\bar{y}}. \end{array}$$

Электромагнитное взаимодействие адронов стали интерпретировать как взаимодействие на уровне кварков

$$u + \gamma \longleftrightarrow u, \quad d + \gamma \longleftrightarrow d$$

и реацию слабого взаимодействия (6) стали интерпретировать как взаимодействие с промежуточным W^- бозоном

$$d + \bar{u} \longleftrightarrow W^- \longleftrightarrow e^- + \bar{\nu}_e.$$

Эту реакцию можно рассматривать как обмен W бозоном

$$d + W^+ \longleftrightarrow u, \quad e^- + W^+ \longleftrightarrow \nu_e.$$

Теперь, рассматривая лагранжиан $\mathcal{L}_{inds}$, легко понять как интерпретировать сильное и электрослабое взаимодействия на уровне индов.

1. Глюоны взаимодействуют только в индами β и между собой

$$\beta^r + g^{y\bar{r}} \longleftrightarrow \beta^y, \quad g^{r\bar{y}} + g^{y\bar{b}} \longleftrightarrow g^{r\bar{b}}. \tag{8}$$

2. Бозоны W взаимодействуют только с индами ε^u и ε^d

$$\varepsilon^u + W^- \longleftrightarrow \varepsilon^d. \tag{9}$$

3. Фотон γ и бозон Z^0 взаимодействуют со всеми электрически заряженными индами

$$\begin{array}{rr} \lambda + \gamma \longleftrightarrow \lambda, & \lambda + Z^0 \longleftrightarrow \lambda \\ \varepsilon^u + \gamma \longleftrightarrow \varepsilon^u, & \varepsilon^u + Z^0 \longleftrightarrow \varepsilon^u \\ \varepsilon^d + \gamma \longleftrightarrow \varepsilon^d, & \varepsilon^d + Z^0 \longleftrightarrow \varepsilon^d \end{array} \tag{10}$$

Чтобы совершить следующий шаг, надо в реакции $\beta^r + g^{y\bar{b}} \longleftrightarrow \beta^y$ перенести инд β^r в правую часть. Будем иметь

$$g^{y\bar{r}} \longleftrightarrow \beta^y + \bar{\beta}^r.$$

Следовательно, глюон $g^{y\bar{r}}$ можно интерпретировать как пару инд-антиинд

$$g^{y\bar{r}} = \beta^y \bar{\beta}^r$$

аналогично тому как пион π^+ интерпретируется как пара кварк-антикварк $\pi^+ = u\bar{d}$. Соответственно из (9) получим интерпретацию бозона W^- как следующей пары инд-антиинд:

$$W^- = \varepsilon^d \bar{\varepsilon}^u.$$

Наконец из (10) фотон γ и бозон Z^0 можно интерпретировать как суперпозиции состояний $\lambda\bar{\lambda}, \varepsilon^u\bar{\varepsilon}^u, \varepsilon^d\bar{\varepsilon}^d$ (аналогия $\pi^0 = \frac{1}{\sqrt{2}}(u\bar{u} - d\bar{d})$).

Таким образом, мы получаем интерпретацию сильного и электрослабого взаимодействий кварков и лептонов, как процесс обмена индами – составными частями кварков и лептонов. Например,

$$\begin{array}{rcl}
u^r + g^{y\bar{r}} \longleftrightarrow u^y & \equiv & \beta^r\,\varepsilon^u\,\delta^1 + \beta^y\,\bar{\beta}^r \longleftrightarrow \beta^y\,\varepsilon^u\,\delta^1 \\
g^{r\bar{b}} + g^{b\bar{y}} \longleftrightarrow g^{r\bar{y}} & \equiv & \beta^r\,\bar{\beta}^b + \beta^b\,\bar{\beta}^y \longleftrightarrow \beta^r\,\bar{\beta}^y \\
e^- + W^+ \longleftrightarrow \nu_e & \equiv & \lambda\,\varepsilon^d\,\delta^1 + \varepsilon^u\,\bar{\varepsilon}^d \longleftrightarrow \lambda\,\varepsilon^u\,\delta^1 \\
d + W^+ \longleftrightarrow u & \equiv & \beta\,\varepsilon^d\,\delta^1 + \varepsilon^u\,\bar{\varepsilon}^d \longleftrightarrow \beta\,\varepsilon^u\,\delta^1
\end{array}$$

Фундаментальные бозоны (глюоны g, фотон γ и $Z^0, W^\pm$-бозоны) появляются в нашей модели как кванты калибровочных полей лагранжиана $\mathcal{L}_{inds}$. Действительно ли они являются составными частицами состоящими из пар инд-антиинд? Я думаю, что фундаментальные фермионы имеют одновременно как свойства составных частиц, так и свойства фундаментальных (несоставных) частиц. Другими словами, для фундаментальных фермионов имеет место дуализм составные– фундаментальные (аналогия– дуализм частица-волна в квантовой механике).

Теперь обсудим проблему генерации масс фундаментальных фермионов. Как уже упоминалсь, в электрослабой теории участвующие во взаимодействии частицы e^-, ν_e, u, d первоначально предполагаются безмассовыми. Они (возможно, за исключением нейтрино) приобретают массы в результате юкавского взаимодействия со скалярным полем, которое вводится в соответствии с механизмом Хиггса для генерации масс $Z^0, W^\pm$ бозонов. При этом, насколько это нам известно, никакой достаточно убедительной теории этих юкавских взаимодействий, обьясняющей спектр масс фундаментальных фермионов, пока не существует. В нашей модели в электрослабых взаимодействиях участвуют безмассовые инды $\varepsilon^u, \varepsilon^d, \lambda$ и нет необходимости вводить юкавские взаимодействия для генерации их масс. Механизм генерации масс фундаментальных фермионов можно представить себе используя в качестве аналогии кварковую модель адронов. Нуклоны p и n, имеющие массу около 940 МэВ, состоят из трех легких кварков uud и udd суммарной массой порядка 20 МэВ. Основную часть массы нуклонов составляют массы шуб состоящих из глюонов и кварк-антикварковых пар, которые окружают кварки. В нашей модели фундаментальные фермионы состоят из трех индов, два из которых безмассовые и один инд δ несет, по-видимому небольшую затравочную массу m. Основную часть массы фундаментальных фермионов дают акваглюонные шубы, которыми окружены инды.

В электрослабой теории кварковые состояния d, s, b смешиваются, образуя состояния d', s', b', которые и входят в лагранжиан $\mathcal{L}_{ew}$. В нашей модели можно предположить смешивание индов $\delta^1, \delta^2, \delta^3$ имеющих все одинаковые квантовые числа и отличающиеся лишь массой. Из лагранжиана $\mathcal{L}_{inds}$ видно, что инды δ сами по себе не участвуют ни в сильных, ни в электрослабых взаимодействиях. Таким образом, смешивание кварковых состояний d, s, b в электрослабой теории не противоречит нашей модели.

Как мы уже обсудили, все фундаментальные бозоны интерпретируются как пары инд-антиинд, либо как суперпозиции таких пар. Причем, если рассматривать квантовое число V, то всем этим парам соответствует комбинация (+1,-1), тогда как остальные комбинации $(++)$,$(--)$,(00),$(+0)$,(-0) не допускаются. В этом проявляется еще одно свойство квантового числа V, которое выделяет не только допустимые тройки индов, соответствующие кваркам и лептонам, но и пары инд-антиинд, соответствующие фундаментальным бозонам.

4 О возможной модификации модели.

В [26] предложено обьединить инды λ и $\beta^r, \beta^y, \beta^b$ в один мультиплет и рассмотреть лагранжиан с $SU(4) \times SU(2) \times U(1)$ калибровочной симметрией. В результате приходим к модели в которой в дополнение ко всем фундаментальным фермионам и фундаментальным бозонам Стандартной Модели присутствуют еще два массивных бозона X, Y (с массами, по-видимому, большими масс $W^{\pm}, Z^0$ бозонов). Нейтральный бозон Y имеет свойства аналогичные бозону Z^0. Так же как и γ, Z^0, бозон Y можно интерпретировать как третью суперпозицию пар $\lambda\bar{\lambda}, \varepsilon^u\bar{\varepsilon}^u, \varepsilon^d\bar{\varepsilon}^d$. Бозон X несет цвет r,y,b; электрический заряд $+2/3$, барионное квантовое число $B = 1/3$ и лептонное квантовое число $L = -1$. Его можно назвать лепто-кварковым бозоном и интерпретировать как следующую пару инд-антиинд:

$$X^c = \beta^c\bar{\lambda}, \quad c = r, y, b.$$

Реакции с X бозоном имеют вид

$$\left.\begin{array}{c} u + \bar{\nu}_e \\ c + \bar{\nu}_\mu \\ t + \bar{\nu}_\tau \end{array}\right\} \longleftrightarrow X \longleftrightarrow \left\{\begin{array}{l} d + e^+ \\ s + \mu^+ \\ b + \tau^+ \end{array}\right. \tag{11}$$

и при энергиях меньших 80 ГэВ (масса W бозона) их трудно отличить от реакций с W бозоном.

Бозон Y можно расчитывать обнаружить в экспериментах на протон-антипротонных или электро-позитронных встречных пучках, тогда как для обнаружения бозона X нужны протон-позитронные пучки (например, HERA).

Вместе с тем, есть и другая точка зрения. Так как лепто-кварковый бозон X несет цвет, то он, как и кварк, не может существовать в свободном состоянии ни как реальная частица, ни как виртуальная частица. И, следовательно, реакции (11) с X бозоном в природе не реализуются. В этом случае мы приходим к модели в которой, кроме фундаментальных фермионов и фундаментальных бозонов Стандартной Модели, присутствует лишь одна новая частица – нейтральный бозон Y (и, возможно, еще одна частица Хиггса).

В заключение отметим, что наша модель, решая в принципе вопрос обьединения сильных и электрослабых взаимодействий, одновременно ставит ряд новых вопросов, требующих изучения. В качестве первоочередного вопроса для дальнейшего исследования выделим вопрос перенормируемости модели.

Литература

[1] N.G.Marchuk, Doklady of Russian Academy of Science 344, 1 (1995).

[2] H.Senju, Prog. Theor. Phys. 46 (1971) 550.

[3] H.Senju, Prog. Theor. Phys. 51 (1974) 956.

[4] H.Senju, Prog. Theor. Phys. 74 (1985) 413.

[5] H.Senju, Prog. Theor. Phys. 92 (1994) 127.

[6] J.C.Pati, A.Salam and J.Strathdee, Phys. Lett. 59B (1975) 265.

[7] H.Terazawa, Y.Chikashige and K.Akama, Phys. Rev. D15 (1977) 480.

[8] H.Terazawa, Phys. Rev. D22 (1980) 184.

[9] M.A.Shupe, Phys. Lett. 86B (1979) 87.

[10] H.Harari, Phys. Lett. 86B (1979) 83.

[11] H.Harari and N.Seiberg, Phys. Lett. 98B (1981) 269.

[12] H.Harari and N.Seiberg, Phys. Lett. 100B (1981) 41.

[13] K.Sugita, Y.Okamoto and M.Sekine, Nuovo Cim. 104, N8 (1994), 1363.

[14] J.C.Pati and A.Salam, Phys. Rev. D10 (1974) 275.

[15] K.Matumoto, Prog. Theor. Phys. 52 (1974) 1973.

[16] O.W.Greenberg, Phys. Rev. Lett. 35 (1975) 1120.

[17] Y.Ne'eman, Phys. Lett. 82B (1979) 69.

[18] H.Fritzch and G.Mandelbaum, Phys.Lett. 102B (1981) 319.

[19] G.'t Hooft, in "Recent Developments in Gauge Theories", Plenum Press (1980).

[20] A.Zee, Unity of Forces in the Universe, World Publishing, Singapore, 1982.

[21] S.Weinberg, Phys. Rev. D19 (1979) 1277.

[22] E.Farhi and L.Susskind, Phys. Rept. 74C (1981) 277.

[23] R.K.Kaul, Rev. Mod. Phys. v.55 (1983) 449.

[24] R.S.Chivukula, H.Georgi and L.Randall, Nuclear Physics B292(1987) 93.

[25] H.Georgi, S.L.Glashow, Phys. Rev. D6, (1972) 429.

[26] N.G.Marchuk, A model of the composite structure of quarks and leptons with SU(4) gauge symmetry, http://xxx.lanl.gov/abs/hep-ph/9801382.

[27] N.G.Marchuk, Advances in Applied Clifford Algebras 8, No.1, (1998) 181-224, (http://xxx.lanl.gov/abs/math-ph/9811022)