объединенный
институт
ядерных
исследований
дубна

Р2-85-152

В.А.Матвеев, А.В.Чижов*

МОДЕЛЬ МЕШКА ДЛЯ ПРЕОНОВ

Направлено в журнал "Ядерная физика"

* Московский государственный университет
им. М.В.Ломоносова

1985

1. ВВЕДЕНИЕ

Модели составных кварков и лептонов ставят своей задачей ответить на вопрос о происхождении и числе различных поколений фундаментальных фермионов, объяснить спектр их масс и величины углов смешивания, то есть ответить на те самые вопросы, на которые современные объединенные калибровочные теории не могут дать однозначного ответа.

Хотя существующие опытные данные об элементарных частицах не дают прямых свидетельств о составной природе кварков и лептонов, тем не менее, принимая во внимание тенденцию развития объединенных калибровочных моделей, претендующих на описание расстояний вплоть до обратной планковской массы /$\sim 10^{-33}$ см/, рассмотрение внутренней структуры фундаментальных частиц кажется неизбежным.

В то же время предположение о составной природе кварков и лептонов требует привлечения принципиально нового динамического механизма, который обеспечивал бы малую массу составного фермиона при малых его размерах, т.е. $mR << 1$, причем для электрона, например, $mR \lesssim 10^{-5}$.

Нетривиальность этого условия состоит в том, что оно предполагает существование неизвестного пока механизма компенсации больших квантовых флуктуаций энергии составной системы $\Delta E \sim 1/R$, значительно превышающих ее массу.

В настоящей работе развивается простая динамическая составная модель кварков и лептонов - мы условимся называть ее моделью мешка для преонов. Прообразом такой модели могли бы послужить составные кварковые модели элементарных частиц /1/ и, в частности, модель кваркового мешка /2/. Нужно подчеркнуть, однако, нетривиальность обобщения этих моделей на случай преонов - элементарных составляющих кварков и лептонов.

Отметим, например, что в отличие от кварков, описываемых даже в пределе нулевой массы 4-компонентными спинорами, преоны обычно рассматриваются как двухкомпонентные левые или правые вейлевские спиноры, которые обладают исключительной проницаемостью. Образно выражаясь, можно сказать, что вейлевские фермионы проходят сквозь все стены, так как чтобы удержать или остановить их, необходимо образовать стоячую волну, а это невозможно по той причине, что волны, бегущие вперед и назад, не интерферируют между собой в силу ортогональности соответствующих им спинорных амплитуд /имеющих различные значения проекции спина S_z/*.

Данную трудность можно было бы преодолеть, предполагая, что для каждого преона имеется партнер с противоположными значениями всех квантовых чисел, кроме спиральности. Образующиеся пары вейлевских фермионов могли бы двигаться в некоторой полости таким образом, чтобы суммарный перенос квантовых чисел через ограничивающую ее поверхность обращался в нуль - необходимое условие конфайнмента. Однако даже в этом случае остается еще проблема сохранения киральной симметрии, которая сильно нарушается как в модели кваркового мешка, так и практически во всех остальных составных кварковых моделях [3]. В динамическом подходе, предлагаемом в данной работе, малость киральных нарушений обеспечивается при выполнении некоторых условий компенсации, приводящих к квантованию размеров и энергетических уровней составных фермионов.

2. УСЛОВИЕ КОМПЕНСАЦИИ И КВАНТОВАНИЕ СОСТАВНЫХ ФЕРМИОНОВ

Ниже мы рассмотрим простую модель составных кварков и лептонов, которая кроме представлений, используемых в модели кваркового мешка, опирается также на определенное условие компенсации, гарантирующее, с одной стороны, компенсацию вкладов больших квантовых флуктуаций $\sim 1/R$ в эффективную массу системы, а с другой - обеспечивающее малость нарушений киральной симметрии вблизи точек равновесия системы.

Известно, что динамические модели протяженных составных частиц дают, как правило, лишь выражение для полной энергии системы. Импульс же системы, в силу ее протяженного характера, не имеет определенного значения и распределен по некоторому закону в полном соответствии с принципом неопределенности. Таким образом, при определении массы составной системы возникает проблема выделения коллективного движения, в частности, учета движения центра тяжести. Эта проблема хорошо известна как в ядерной физике, так и в теории элементарных частиц, в частности, в модели кваркового мешка, где она исследовалась с самых различных точек зрения [4]. В силу малых размеров составных фермионов коллективное движение должно вносить огромный вклад в полную энергию системы,

*Так обстоит дело, по крайней мере, в одномерном случае плоских волн. В двумерном и трехмерном случаях мультипольное разложение поля с определенной спиральностью содержит, вообще говоря, члены противоположной спиральности, которые могли бы, таким образом, участвовать в интерференции.

Определим массу составного фермиона выражением*

$$M^2 = \langle H^2 - \vec{P}^2 \rangle_R , \qquad /2.1/$$

где H и $\vec{P}$ есть операторы энергии и импульса преонных полей ψ:

$$H = \frac{i}{2} \int_V (\psi^+ \overleftrightarrow{D}_0 \psi + B_{HC}) d^3x , \quad P_k = \frac{i}{2} \int_V \psi^+ \overleftrightarrow{D}_k \psi \, d^3x , \qquad /2.2/$$

причем усреднение ведется по состоянию системы с эффективным радиусом R.

Ковариантная производная D_μ учитывает как обычные, так и гиперцветовые калибровочные взаимодействия, связывающие преоны в кварках и лептонах. Постоянной B_{HC} в квантовой хромодинамике соответствует величина B, определяющая объемную плотность энергии кваркового мешка.

Выбирая в качестве базиса одночастичные волновые функции преонов в сферической полости радиуса R, удовлетворяющие уравнению $\hat{D}\psi = 0$ с некоторыми подходящими граничными условиями, можно диагонализовать оператор энергии системы и получить следующее выражение для квадрата эффективной массы составного фермиона

$$M^2 = E^2(R) - \langle \vec{P}^2 \rangle_R = \left[\frac{4\pi R^3}{3} B_{HC} + \frac{A[\alpha(R)]}{R} \right]^2 - \frac{C[\alpha(R)]}{R^2} , \qquad /2.3/$$

где $A[\alpha(R)]$, $C[\alpha(R)]$ - некоторые безразмерные функции перенормированной константы гиперцветового взаимодействия.

Очевидно, что в пределе малых размеров системы $R \ll B_{HC}^{-1/4}$ эффективная масса принимает, вообще говоря, неограниченно большие значения

$$M \sim \frac{|A^2[\alpha(R)] - C[\alpha(R)]|^{1/2}}{R}$$

* Заметим, что для протяженной системы соотношение между массой, энергией и импульсом, вообще говоря, может не иметь столь простого вида. Однако в рассматриваемом здесь случае возможные отклонения от соотношения /2.1/ должны выражаться через достаточно высокие степени эффективного размера R и несущественны при $R \to 0$.

за исключением лишь тех R_n, для которых выполняется условие*

$$I[\alpha(R_n)] \equiv |A^2[\alpha(R_n)] - C[\alpha(R_n)]|^{1/2} = 0 \qquad (n = 1, 2, \ldots). \qquad /2.4/$$

Данное условие, которое мы будем называть условием компенсации, приводит к своеобразному квантованию допустимых значений радиуса составной системы и спектра ее масс.

Уместно было бы считать, что функция $I[\alpha]$ имеет ровно столько корней, сколько существует различных поколений фермионов - кварков и лептонов с заданными квантовыми числами. При построении конкретных динамических моделей число корней функции $I[\alpha]$ может оказаться и бесконечным. В этом случае они образуют растущую последовательность, скажем, $\alpha(R_n) \sim n^2$ при больших n. Именно такое поведение, в частности, имеет спектр допустимых значений константы связи в задаче Вика-Куткоского[5] о связанных состояниях с нулевой энергией для уравнения Бете-Солпитера с безмассовым обменом.

Необходимо убедиться, однако, что в окрестности точек, где выполняется условие компенсации, действительно возможно устойчивое состояние системы преонных полей. Покажем с этой целью, что эффективная масса системы действительно может иметь, по крайней мере, локальный минимум в окрестности решения условия компенсации.

Ввиду того, что полное решение этой задачи требует знания точной зависимости функций $A[\alpha(R)]$ и $C[\alpha(R)]$ от радиуса системы, что представляется нереальным вне тех или иных приближений, поступим следующим образом. Предположим, что в окрестности некоторого решения условия компенсации имеется локальный минимум эффективной массы системы. Будем считать также, что функция $I[\alpha(R)]$ слабо меняется вблизи данного минимума и принимает значение Θ, которое может рассматриваться как малый параметр.

Условие устойчивости, определяющее локальный минимум эффективной массы составного фермиона, т.е.

$$M'_R = 0 \qquad \text{или} \quad E \cdot E'_R + \frac{C}{R^3} = 0, \qquad /2.5/$$

может быть записано в безразмерных величинах:

$$\left(\frac{D}{3} + A\right)(D - A) + C = 0, \qquad D = 4\pi B_{HC} R^4, \qquad /2.6/$$

причем

$$ER = \frac{D}{3} + A, \quad (MR)^2 = \left(\frac{D}{3} + A\right)^2 - C.$$

---

*Точки, где выражение под знаком корня отрицательно, соответствуют чисто мнимым массам и потому физически недопустимы.

Из условия минимума находим

$$D = -A + \sqrt{A^2 + 3\Theta^2} \simeq 3\Theta^2/2A, \qquad /2.7/$$

так что

$$R \simeq \left(\frac{3}{8\pi A B_{HC}}\right)^{1/4} \cdot \Theta^{1/2}, \qquad /2.8/$$

$$M = \Theta^{1/2}\left(\frac{32\pi A B_{HC}}{3}\right)^{1/4} \approx R\left(\frac{16\pi A B_{HC}}{3}\right)^{1/2}. \qquad /2.9/$$

В том, что это действительно минимум, можно убедиться, вычислив знак второй производной, а именно:

$$M \cdot M''_R = (E \cdot E''_R + (E'_R)^2 + 3E \cdot E'_R/R) > 0, \qquad /2.10/$$

или в безразмерных величинах

$$R^4 M \cdot M''_R = \frac{8}{3} D(D + A) > 0. \qquad /2.11/$$

Следует проверить также, что найденное решение совместимо с условием компенсации. А именно, необходимо убедиться, что уравнение

$$I[\alpha(R_\Theta)] = \Theta, \qquad \text{где} \quad R_\Theta = \Theta^{1/2}\left(\frac{3}{8\pi A B_{HC}}\right)^{1/4},$$

имеет нетривиальное решение при малых Θ. Предполагая, что такие решения существуют, мы приходим к линейной формуле для спектра масс составных фермионов

$$M = \sigma R, \qquad \sigma = \left(\frac{16\pi A B_{HC}}{3}\right)^{1/2}.$$

3. МАГНИТНЫЙ МОМЕНТ СОСТАВНОГО ФЕРМИОНА

Одной из важнейших проблем моделей составных кварков и лептонов является описание их магнитных моментов, численные значения которых хорошо известны. Особенно это относится к лептонам, отклонение значений магнитных моментов которых от дираковских с высокой степенью точности объясняется электродинамическими квантовыми эффектами и адронной поляризацией вакуума.

Ввиду того, что магнитный момент связанного безмассового фермиона пропорционален размеру области локализации R и, следовательно, стремится к нулю в пределе малых R, возникает вопрос о механизме усиления магнитного момента составного фермиона. Заметим, что аналогичная проблема возникала в нерелятивистской кварковой модели с тяжелыми кварками, где она была успешно решена благодаря работам Боголюбова, Струминского, Тавхелидзе[1] и другим.

В развиваемой нами модели преонного мешка механизм усиления магнитного момента составного фермиона находит естественное объяснение, благодаря корректному учету коллективного движения в пределе малых размеров системы*.

Эффективная масса составного фермиона в присутствии постоянного внешнего магнитного поля $\vec{\mathcal{H}} = \mathrm{rot}\,\vec{A} = (0, 0, \mathcal{H})$ определяется выражением

$$M^2 = \langle H^2(\vec{A}) - (\vec{P} + Q\vec{A})^2 \rangle_R , \qquad /3.1/$$

где Q есть электрический заряд фермионов.

Дифференцируя это соотношение по $\mathcal{H}$ находим магнитный момент системы в естественных единицах "боровского" магнетона $1/2M$:

$$\mu \equiv 2M \frac{\partial M}{\partial \mathcal{H}} = 2E \frac{\partial E}{\partial \mathcal{H}} - \frac{\partial}{\partial \mathcal{H}} \langle (\vec{P} + Q\vec{A})^2 \rangle_R , \qquad /3.2/$$

где после дифференцирования следует положить $\mathcal{H} = 0$. Первый член в формуле /3.2/ определяется суммарным вкладом в магнитное взаимодействие отдельных связанных преонов

$$\mu_{\text{преон}} \equiv 2E \frac{\partial E}{\partial \mathcal{H}} = 2E \sum_i \frac{e_i}{2E_i} (\sigma_z + \ell_z)_i , \qquad /3.3/$$

из которого вычитается член отдачи, учитывающий коллективное движение системы,

$$-\mu_{\text{колл}} \equiv \frac{\partial}{\partial \mathcal{H}} \langle (\vec{P} + Q\vec{A})^2 \rangle_R = QL_z . \qquad /3.4/$$

Вклад связанного преона в магнитный момент составного фермиона определяется отношением $E/E_i = ER/\omega_i$, где ω_i - собственная частота /безразмерная/ преонного поля в мешке, которое в пределе малых размеров системы стремится к конечному значению A/ω_i, или $\sqrt{C}/\omega_i$, если использовать условие компенсации /2.4/.

---

*В кварковых моделях проблема корректного учета коллективного движения и нахождения соответствующих поправок к магнитному моменту составной системы исследовалась в работах[6].

Таким образом, выражение для оператора магнитного момента составного фермиона принимает вид

$$\mu = \mu_{\text{преон}} + \mu_{\text{колл}} = A \sum_i \frac{e_i}{\omega_i} (\sigma_z + \ell_z)_i - QL_z . \qquad /3.5/$$

При усреднении этого оператора по волновой функции системы с заданными свойствами симметрии и квантовыми числами следует принять во внимание, что так же, как и в обычной модели кваркового мешка, здесь, благодаря естественно возникающей $j - j$ связи, необходимо сделать подстановку

$$(\vec{\sigma} + \vec{\ell})_i \to (1 - \Delta_i)(2\vec{j}_i), \quad \vec{\ell}_i \to \Delta_i (2\vec{j}_i), \qquad /3.6/$$

где $\vec{j}_i = \frac{1}{2}\vec{\sigma}_i + \vec{\ell}_i$, $\vec{J} = \sum_i \vec{j}_i$, причем

$$\Delta_i = \langle \ell_{z,i} \rangle_{j_{z,i} = +1/2} = \frac{2\omega_i - 3}{6(\omega_i - 1)} .$$

В том случае, когда все преоны, составляющие систему, находятся на одном и том же энергетическом уровне, магнитный момент составного фермиона принимает вид

$$\mu = \frac{A(1 - \Delta)}{\omega} g_M - \Delta \cdot Q , \qquad /3.7/$$

где $g_M = \langle 2 \sum_i e_i j_{z,i} \rangle_{J_z = +1/2}$.

Уже этот простой пример показывает, что дираковское значение магнитного момента составного фермиона может быть получено лишь специальным подбором динамических параметров.

Необходимость подобного подбора параметров является, к сожалению, общей чертой всех динамических моделей составных кварков и лептонов.

Напомним в этой связи и другой вопрос, поднятый впервые, по-видимому, Липкином[7], а именно: можно ли, действительно, в рамках динамических моделей с гиперцветовым взаимодействием получить нужное значение магнитного момента составного фермиона, если квантовые петлевые поправки в виде ряда по степеням $\alpha(R)$ не малы? Ответ на этот вопрос может дать, в принципе, идея условий компенсации. Записав в общем случае магнитный момент составного фермиона в виде $\mu = \frac{Q}{2M}(1 + \delta[\alpha(R)])$, потребуем, чтобы функция $\delta[\alpha(R)]$ обратилась в нуль при тех значениях $\alpha(R)$, которые совпадают с физически интересными решениями условия компенсации $I[\alpha(R)] = 0$, автоматически приводя, таким образом, магнитный момент к дираковскому значению.

4. МАГНИТНЫЕ МОМЕНТЫ КВАРКОВ И ЛЕПТОНОВ В МОДЕЛИ ХАРАРИ

Теперь применим изложенный в п.3 метод расчета магнитных моментов составных фермионов к конкретной модели, а именно к модели Харари [8]. Эта модель /или аналогичная ей модель Шьюпа [9]/ является одной из первых моделей составных кварков и лептонов и, по-видимому, самой простой из них: ведь в ней фермионы первого поколения строятся из частиц всего двух сортов – T– и V-ришонов. В качестве гиперцветовой группы, обеспечивающей удержание ришонов в малой области $R \sim 1/\Lambda_{HC}$ рассматривается группа $SU_{HC}(3)$. По этой гиперцветовой группе, а также по цветовой группе $SU_c(3)$ $SU_C(3)$ и спиновой группе $SU_S(2)$ ришоны преобразуются, как указано в табл.1, т.е. как $T_{i,a,\alpha}$ и $V^{b}_{j,\beta}$, где i, j – индексы группы $SU_{HC}(3)$ /i, j = 1,2,3/, a, b – индексы группы $SU_S(3)$ /a, b = =1,2,3/ и α, β – индексы группы $SU_S(2)$ /α, β = 1,2/. И, наконец, способ построения лептонов и кварков первого поколения из ришонов отражен в табл.2. В этой связи необходимо отметить следующее: волновые функции лептонов, состоящие из ришонов одного сорта, не могут удовлетворять свойству полной антисимметрии, являясь при этом синглетами цветовой и гиперцветовой групп, если все три ришона находятся в мешке на одном энергетическом уровне. Поэтому необходимо ввести для ришонов еще одно квантовое число, указывающее на принадлежность к определенному энергетическому уровню мешка.

Таблица 1

Ришоны	Q	$SU_{HC}(3)$	$SU_C(3)$	$SU_S(2)$
T	+1/3	$\underline{3}$	$\underline{3}$	$\underline{2}$
V	0	$\underline{3}$	$\bar{3}$	$\underline{2}$

Таблица 2

Частицы	Состав	$SU_{HC}(3)$	$SU_C(3)$	$SU_S(2)$
e^-	$\bar{T}\bar{T}\bar{T}$	$\underline{1}$	$\underline{1}$	$\underline{2}$
ν_e^0	VVV			
$u^{+2/3}$	TTV	$\underline{1}$	$\underline{3}$	$\underline{2}$
$d^{-1/3}$	$\bar{V}\bar{V}\bar{T}$			

Не ограничивая общности, будем считать, что два ришона, составляющие лептон, находятся на уровне m, а третий – на уровне n. Тогда волновую функцию, например, для электрона запишем в виде

$$|e^-\rangle_{J_z=+1/2} \sim \epsilon_{ijk}\,\epsilon_{abc}\,\chi^{\alpha\beta\gamma}_{mn}(\vec r_1, \vec r_2, \vec r_3), \qquad /4.1/$$

где

$$\chi^{\alpha\beta\gamma}_{mn}(\vec r_1, \vec r_2, \vec r_3) = N\{\epsilon^{\alpha\beta} L^{\gamma}\,\psi_m(\vec r_1)\,\psi_m(\vec r_2)\,\psi_n(\vec r_3) +$$

$$+\,\epsilon^{\beta\gamma} L^{\alpha}\,\psi_n(\vec r_1)\,\psi_m(\vec r_2)\,\psi_m(\vec r_3) + \epsilon^{\gamma\alpha} L^{\beta}\,\psi_m(\vec r_1)\,\psi_n(\vec r_2)\,\psi_m(\vec r_3)\},$$

$\epsilon_{\alpha\beta}$, ϵ_{ijk} и ϵ_{abc} – полностью антисимметричные тензоры второго и третьего ранга, соответственно, спинор L_γ имеет квантовые числа электрона, причем $\bar L_\gamma L_\gamma = 1$, а функции ψ_m и ψ_n соответствуют энергетическим уровням в мешке, занимаемым ришонами, $N = 1/\sqrt{6}$ – нормировочный коэффициент. Функция плотности выделенного $\bar T$-ришона в волновой функции /4.1/ имеет вид

$$\Phi^{\alpha,\vec r}_{\alpha',\vec r'} = \frac{1}{3}\{\delta^{\alpha}_{\alpha'}\rho_m + \bar L_{\alpha'} L^{\alpha}\rho_n\}, \qquad /4.2/$$

где $\rho_m = \bar\psi_m(\vec r')\,\psi_m(\vec r)$, $\rho_n = \bar\psi_n(\vec r')\,\psi_n(\vec r)$.

Используя выражение /3.5/ с учетом подстановок /3.6/, рассчитаем магнитный момент электрона

$$\mu_e = \frac{Q_e}{3} A \langle \sum_i \frac{1-\Delta_i}{\omega_i}(2j_{z,i})\rangle_{J_z=+1/2} - Q_e \langle \sum_i \Delta_i (2j_{z,i})\rangle_{J_z=+1/2}. \qquad /4.3/$$

Так как

$$\langle \sum_i f_i(2j_{z,i})\rangle_{J_z=+1/2} = 3\int \Phi^{\alpha,\vec r}_{\alpha',\vec r'}(2j_z)^{\alpha'}_{\alpha}(f)^{\vec r'}_{\vec r}\, d\vec r\, d\vec r' = f_n, \qquad /4.4/$$

то выражение /4.3/ для магнитного момента электрона принимает вид

$$\mu_e = Q_e\{A\frac{1-\Delta_n}{3\omega_n} - \Delta_n\}, \qquad /4.5/$$

и при условии $A[\alpha(R)] = 3\omega_n \frac{1+\Delta_n}{1-\Delta_n}$ его значение совпадает с дираковским $\mu_e = 1$ в магнетонах Бора $\frac{Q_e}{2M}$.

Волновую функцию, скажем, для u-кварка /в общем случае составленную из ришонов, находящихся на разных энергетических уровнях: два T-ришона на m- и n- уровнях, V-ришон – на ℓ-уровне/, являющуюся синглетом по группе $SU_{HC}(3)$ и антисимметричную по перестановке двух T-ришонов, можно представить в виде

$$|u^{2/3}\rangle \sim \frac{\epsilon_{ijk}}{2(6+\delta_{mn})}\{\delta^{C}_{B} Q_A\,\psi_m(\vec r_1)\,\psi_n(\vec r_2) + \delta^{C}_{A} Q_B\,\psi_n(\vec r_1)\,\psi_m(\vec r_2)\}\psi_\ell(\vec r_3),$$

где под символом типа A понимается объединенный индекс группы $SU_C(3) \otimes SU_S(2)$, и спинор Q_A имеет квантовые числа u-кварка, $\bar Q^A Q_A = 1$. Соответствующие функции плотности выделенных T- и V-ришонов в волновой функции /4.6/ следующие:

$$J^{A',\vec{r}'}_{A,\vec{r}}(T/u) = \frac{1}{2(6+\delta_{mn})}\{\delta^{A'}_{A}\rho_n + 6\overline{Q^{A'}}\,Q_A\rho_m + \overline{Q^{A'}}\,Q_A(\rho_m+\rho_n)\delta_{mn}\},$$
$$J^{C',\vec{r}}_{C,\vec{r}}(V/u) = \frac{1}{6+\delta_{mn}}\{\delta^{C'}_{C} + \overline{Q^{C'}}\,Q_C\delta_{mn}\}\rho_\ell. \qquad /4.7/$$

Тогда для магнитного момента u-кварка получаем следующее значение

$$\mu_u = \frac{Q_u}{6+\delta_{mn}}\{(A\frac{1-\Delta_m}{\omega_m} - 2\Delta_m)(3+\delta_{mn}) + \Delta_\ell\,\delta_{mn}\}. \qquad /4.8/$$

Аналогичные расчеты можно проделать для волновой функции d -кварка. Для этого состояния имеем

$$J^{C',\vec{r}'}_{C,\vec{r}}(\bar{T}/d) = J^{C',\vec{r}'}_{C,\vec{r}}(V/u), \quad J^{A',\vec{r}'}_{A,\vec{r}}(\bar{V}/d) = J^{A',\vec{r}'}_{A,\vec{r}}(T/u) \qquad /4.9/$$

/следует сделать замену $T \to \bar{V}$ и $V \to \bar{T}$ /. Однако величина магнитного момента d-кварка,

$$\mu_d = -\frac{Q_d}{6+\delta_{mn}}\{6\Delta_m + (A\frac{1-\Delta_\ell}{\omega_\ell} - \Delta_\ell + 2\Delta_m)\delta_{mn}\}, \qquad /4.10/$$

получается отрицательной при любых значениях m, n и ℓ. Таким образом, в рассмотренной модели Харари не удается получить удовлетворительных значений магнитных моментов одновременно для всех составных фермионов.

Отметим, что независимо от результатов проведенного здесь расчета магнитных моментов, модель ришонов оказывается неприменимой к описанию составных кварков и лептонов в силу того, что в ней не удовлетворяются условия самосогласованности 'т Хоофта [3] /см., например, [10] /.

Авторы благодарны П.Н.Боголюбову за полезные обсуждения.

ЛИТЕРАТУРА

1. Боголюбов Н.Н., Струминский Б.В., Тавхелидзе А.Н. ОИЯИ, Д-1968, Дубна, 1965.
2. Bogolubov P.N. Ann.Inst. Henri Poincaré, 1968, 8, p. 163; Боголюбов П.Н. ЭЧАЯ, 1972, 3, с. 144; Chodos A. et al. Phys.Rev., 1974, D9, p. 3471; De Grand T. et al. Phys.Rev., 1975, D12, p. 2060.

3. 't Hooft G. Lecture given at the Cargèse Summer Institute, August 26-September 8, 1979.
4. Peierls R.E., Yoccoz J. Proc.Phys.Soc., 1957, 70, p. 381; Donoghue J.F., Johnson K. Phys.Rev., 1980, D21, p. 1975.
5. Wick G.C. Phys.Rev., 1956, 96, p. 1124. Cutkosky R.E. Phys,Rev., 1956, 96, p. 1135.
6. Picek I., Tadic D. Phys.Rev., 1983, D27, p. 665; Guichon P.A.M. Phys.Lett., 1983, B129, p. 108; Betz M., Goldflam R. Phys.Rev., 1983, D28, p. 2848; Chizhov A.V., Dorokhov A.E. JINR, E2-84-835, Dubna, 1984.
7. Lipkin H. Phys.Lett., 1980, B89, p. 358.
8. Harari H. Phys.Lett., 1979, B86, p. 83.
9. Shupe M. Phys.Lett., 1979, B86, p. 87.
10. Krasulin A.B., Rubakov V.A. Inst. Nucl. Res. Acad. Sci. USSR preprint, P-0248, Moscow, 1982.

Рукопись поступила в издательский отдел
28 февраля 1985 года.