сообщения
объединенного
института
ядерных
исследований
дубна

Р2-89-883

Д.В.Фурсаев

N = 1 СУПЕРСИММЕТРИЧНАЯ ФОРМУЛИРОВКА ТЕОРИИ ПОЛЯ С ФУНДАМЕНТАЛЬНОЙ МАССОЙ

1989

1. Настоящая работа посвящена формулировке теории поля с фундаментальной массой, обладающей N = 1 суперсимметрией. Суть подхода [1-5], которого мы будем придерживаться, состоит в следующем.

Всем полям сопоставляются волновые функции $\phi(x, x^5)$, заданные в 5-мерном конфигурационном пространстве. Эти функции, независимо от их тензорной размерности, являются решениями фундаментального уравнения /ФУ/:

$$[\partial_\mu \partial^\mu - (\frac{\partial}{\partial x^5})^2 - M^2]\, \phi(x, x^5) = 0 \qquad /1/$$

с данными Коши $\phi(x, x^5)|_{x^5 = const}$ и $\frac{\partial \phi}{\partial x^5}|_{x^5 = const}$ по дополнительной координате x^5. Если задача Коши корректна, то решения /1/ оказываются единственными. Это равносильно утверждению, что каждое поле в обычном пространстве-времени описывается волновой функцией с удвоенным по сравнению с прежним числом компонент $\phi(x, 0)$, $\dot{\phi}(x, 0) = \frac{\partial}{\partial x^5}\phi(x, x^5)|_{x^5 = 0}$ *.

Отметим, что из всех решений ФУ /1/ отбираются те, которые в области малых энергий-импульсов $|\frac{\partial \phi}{\partial x^\mu}| \ll M|\phi|$, отвечающей стандартной КТП, ведут себя следующим образом:

$$\phi(x, x^5) \simeq e^{iMx^5}\, \phi(x, 0) . \qquad /2/$$

При этом переменные $\dot{\phi}(x, 0)$ оказываются вспомогательными, и их значения целиком определяются значениями физических полей $\phi(x, 0)$. Конкретные выражения для функционалов действия $S[\phi, \dot{\phi}]$ скалярных, дираковских и векторных калибровочных полей, учитывающие /2/, были построены в работах [1-4].

---

*Не теряя общности, данные Коши можно рассматривать при $x^5 = 0$.

Ниже мы будем рассматривать $N = 1$ суперсимметричные преобразования волновых функций $\phi(x, x^5)$, которые не зависят от дополнительной координаты x^5, а следовательно, коммутируют с оператором $\frac{\partial}{\partial x^5}$. Ясно, что в этом случае задачу Коши можно сформулировать непосредственно в терминах $N = 1$ суперполей $F(x, x^5, \theta, \bar{\theta})$ с компонентами $\phi(x, x^5)$, $\psi(x, x^5)$ и т.д., которые будут подчиняться ФУ /1/:

$$(\partial_\mu \partial^\mu - \partial_5^2 - M^2) F(x, x^5, \theta, \bar{\theta}) = 0$$

и иметь в качестве "начальных данных" суперполя $F(x, 0, \theta, \bar{\theta})$ и $\dot{F}(x, 0, \theta, \bar{\theta})$. Пользуясь этим представлением, мы построим суперковариантное обобщение полученных ранее функционалов действия материальных и калибровочных полей.

2. Для построения функционала действия материальных полей рассмотрим 2 набора киральных суперполей Φ_1^a и Φ_2^a, $a = 1, 2, \ldots, N$, удовлетворяющих ФУ /1/:

$$[\partial_\mu^2 - \partial_5^2 - M^2] \Phi_k^a (x, x^5, \theta, \bar{\theta}) = 0, \quad k = 1, 2 \qquad /3/$$

и имеющих компоненты A_k, ψ_k, F_k:

$$\Phi_k^a(y, x^5, \theta) = A_k^a(y, x^5) + \sqrt{2}\, \theta \psi_k^a(y, x^5) + \theta^2 F_k^a(y, x^5),$$

где $y^\mu = x^\mu + i\theta\sigma^\mu\bar{\theta}$. Начнем со случая, когда взаимодействие отсутствует, и примем в качестве действия для данных Коши уравнения /3/ следующее эрмитово выражение:

$$S[\Phi_1, \dot{\Phi}_1, \Phi_2, \dot{\Phi}_2] = \int d^4x\, (L(x, x^5) + L(x, -x^5)), \qquad /4.1/$$

$$L(x, x^5) = \int [\, d^4\theta (\Phi_1^+ \Phi_1 + \Phi_2 \Phi_2^+) - \qquad /4.2/$$
$$- \frac{M}{2} (d^2\theta (\frac{1}{iM} \dot{\Phi}_{2-} + \Phi_{2-} + \frac{\bar{D}^2}{4M} \Phi_1^+)(\frac{1}{iM} \dot{\Phi}_1 - \Phi_1 - \frac{\bar{D}^2}{4M} \Phi_{2-}^+) + h.c.)\,].$$

Здесь и далее мы для краткости будем пользоваться обозначениями

$$\Phi = \Phi(x, x^5, \theta, \bar{\theta}), \quad \Phi_- = \Phi(x, -x^5, \theta, \bar{\theta}), \quad \dot{\Phi}_- = -\frac{\partial}{\partial x^5} \Phi_-,$$

а также

$$\Phi_1^+ \Phi_1 = \sum_{a=1}^{N} |\Phi_1^a|^2 \text{ и т.д.}$$

$S[\Phi_1, \dot{\Phi}_1, \Phi_2, \dot{\Phi}_2]$ обладает следующими свойствами.

1/ Он инвариантен относительно преобразований $N = 1$ суперсимметрии.

2/ На решениях ФУ /3/ не зависит от x^5:

$$\frac{\partial}{\partial x^5} S = 0.$$

3/ Имеет экстремум на уравнениях:

$$\partial_5 \Phi_k (x, x^5, \theta, \bar{\theta}) = iM \Phi_k (x, x^5, \theta, \bar{\theta}), \qquad /5.1/$$

$$\frac{iD^4}{4} \Phi_k (x, x^5, \theta, \bar{\theta}) = 0. \qquad /5.2/$$

Отсюда следует, что физические компоненты содержат лишь суперполя $\Phi_k(x, 0, \theta, \bar{\theta})$, а все компоненты полей $\dot{\Phi}_k(x, 0, \theta, \bar{\theta})$ оказываются вспомогательными /их значения полностью определяются через компоненты $\Phi_k(x, 0, \theta, \theta)$/. Отметим также, что, как следует из /5.1/, в области малых импульсов Φ_k имеют асимптотику типа /2/.

4/ Наконец, после исключения с помощью уравнений движения вспомогательных переменных F_k и $\dot{F}_k$, функционал /4.1/ можно представить в виде суммы действий безмассовых скалярных и спинорных полей, причем эти действия оказываются такими же, как в теории с фундаментальной массой /1-4/:

$$S[A_k, \chi_k, \psi, \bar{\psi}, \chi, \bar{\chi}]|_{x^5=0} =$$
$$= \int d^4x\, [\, \partial_\mu A_1^+ \partial^\mu A_1 + M^2 (\chi_1 - A_1)^+ (\chi_1 - A_1) +$$
$$+ \partial_\mu A_2 \partial^\mu A_2^+ + M^2 (\chi_2 - A_2)(\chi_2 - A_2)^+ - \qquad /6/$$
$$- (i\bar{\psi}\gamma^\mu \partial_\mu \psi + \frac{M}{2}(\bar{\chi} - \bar{\psi} - \frac{i\partial_\mu \bar{\psi}\gamma^\mu}{M}) \times$$
$$\times (\chi - \psi + \frac{i\partial_\mu \gamma^\mu \psi}{M}))\,].$$

В этом выражении $\psi = \begin{pmatrix} \psi_{1a} \\ \bar{\psi}_2^{\dot{a}} \end{pmatrix}$,

$$\chi_k(x) = \frac{1}{iM} \dot{A}_k(x, 0), \quad \chi(x) = \frac{1}{iM} \dot{\psi}(x, 0).$$

Если на суперполя наложить условие $\Phi_1 = \Phi_2$, мы получим частный случай, когда $A_1 = A_2$, а спинор ψ является майорановским. Свойства суперсимметрии полученного таким способом из /6/ действия обсуждались в работе [6] для $a = 1$.

3. Рассмотрим теперь локальные в пространстве $(x, \theta, \bar\theta)$ SU(N) преобразования данных Коши $\Phi_1(x, 0, \theta, \bar\theta)$ и $\Phi_2(x, 0, \theta, \bar\theta)$:

$$\Phi'_1 = U\Phi_1, \quad \Phi'_2 = \Phi_2 U^{-1}, \quad U = U(x, 0, \theta, \bar\theta). \qquad /7/$$

В теории с фундаментальной массой им будут отвечать следующие неоднородные преобразования полей $\dot\Phi_1(x, 0, \theta, \bar\theta)$, $\dot\Phi_2(x, 0, \theta, \bar\theta)$ [2]:

$$\dot\Phi'_1 = U\dot\Phi_1 + \dot U\Phi_1, \quad \dot\Phi'_2 = \dot\Phi_2 U^{-1} + \Phi_2\dot U^{-1},$$
$$\dot U = \dot U(x, 0, \theta, \bar\theta). \qquad /8/$$

В этих выражениях U и $\dot U$ служат "начальными данными" на плоскости $x^5 = 0$ кирального суперполя $U(x, x^5, \theta, \bar\theta) = \exp(igT^a\Lambda_a(x, x^5, \theta, \bar\theta)$, $a = 1,2 \ldots N^2-1$, $(\bar D_{\dot a}\Lambda_a = 0$, T^a- образующие алгебры Ли группы SU(N)/. Отправляясь теперь от выражений /4.1/ и /4.2/ и рассматривая их при $x^5 = 0$, можно построить действие, инвариантное относительно отмеченных преобразований Φ_k и $\dot\Phi_k$. Для этого введем два калибровочных суперполя: "вещественное" $V(x, x^5, \theta, \bar\theta)$ и киральное $\Phi_5(x, x^5, \theta, \bar\theta)$, которые являются элементами алгебры SU(N) $/V = V_a T^a$ и $\Phi_5 = \Phi_{5a}T^a$/. Предположим, что эти поля удовлетворяют ФУ:

$$[\partial_\mu\partial^\mu - \partial_5^2 - M^2](V, \Phi_5) = 0 \qquad /9/$$

с данными Коши V, $\dot V$, Φ_5 и $\dot\Phi_5$ на плоскости $x^5 = 0$ и имеют следующие свойства:

$$V^+(x, x^5, \theta, \bar\theta) = V(x, -x^5, \theta, \bar\theta), \qquad /10/$$

$$V(x, x^5, \theta, \bar\theta) = -\theta\sigma^\mu\bar\theta A_\mu(x, x^5) + i\theta^2\bar\theta\bar\lambda(x, x^5) - $$
$$-\bar\theta^2\theta\lambda(x, x^5) + \frac{1}{2}\theta^2\bar\theta^2 D(x, x^5) + \ldots, \qquad /11/$$

$$\Phi_5(y, x^5, \theta) = \frac{1}{2}(B_5(y, x^5) + A_5(y, x^5)) +$$
$$+\sqrt{2}\,\theta\psi_5(y, x^5) + F_5(y, x^2)\theta^2, \qquad /12/$$

$$B_5(x, x^5)^+ = B_5(x, -x^5), \quad A_5(x, x^5)^+ = -A_5(x, -x^5).$$

Далее будем пользоваться обозначением

$$S(x, x^5, \theta, \bar\theta) = e^{gV(x, x^5, \theta, \bar\theta)}$$

$$S(x, x^5, \theta, \bar\theta)^+ = S(x, -x^5, \theta, \bar\theta)$$

и примем для $S(x, 0, \theta, \bar\theta)$ и $\Phi_5(x, 0, \theta, \bar\theta)$ такой закон калибровочных преобразований:

$$S' = USU^+, \qquad /13.1/$$

$$\Phi'_5 = U\Phi_5 U^{-1} + \frac{1}{g}U\dot U^{-1}, \qquad /13.2/$$

/U и $\dot U$ те же, что в /7/ и /8//.

Действие материальных полей $\Phi_k(x, 0, \theta, \bar\theta)$ и $\dot\Phi_k(x, 0, \theta, \bar\theta)$, взаимодействующих с калибровочными полями $S(x, 0, \theta, \bar\theta)$ и $\dot\Phi_5(x, 0, \theta, \bar\theta)$, инвариантное относительно одновременных преобразований /7/, /8/ и /13/, имеет вид

$$S[\Phi_k, \dot\Phi_k, V, \Phi_5, \dot V, \dot\Phi_5]|_{x^5=0} =$$
$$= \int d^4x\, [d^4\theta(\Phi_2 S\Phi_2^+ + \Phi_1^+ S^{-1}\Phi_1) +$$
$$+ \frac{M}{2}(d^2\theta(\frac{1}{iM}(\dot\Phi_2 - ig\Phi_2\Phi_5) + \Phi_2 + \frac{\bar D^2}{4M}(\Phi_1^+ S^{-1})S) \times \qquad /14/$$
$$\times(\frac{1}{iM}(\dot\Phi_1 - ig\Phi_5\Phi_1) - \Phi_1 - S^{-1}\frac{\bar D^2}{4M}(S\Phi_2^+)) + \text{h.c.})].$$

Покомпонентную запись этого функционала удобнее всего получить в калибровке Весса - Зумино, в которой поле $V(x, x^5, \theta, \bar\theta))$ имеет только A_μ, λ, $\bar\lambda$ и D - компоненты. Вид суперпреобразований в этой калибровке мы обсудим ниже.

После исключения полей F_k и $\dot F_k$ из /14/ получается выражение типа /6/, в котором нужно сделать замену

$$\dot\partial_L(A_1, \psi, A_2^+)|_{x^5=0} \to (\partial_L - \frac{ig}{2}A_L)(A_1, \psi, A_2^+)|_{x^5=0},$$

$$L = 0, 1, 2, 3, 5$$

и ввести члены взаимодействия полей A_1, A_2 и ψ с полями λ и D. Полное выражение будет инвариантно относительно преобразований

$$(A'_1, \psi', A_2^{+\prime}) = U(A_1, \psi, A_2^+)|_{x^5=0}, \qquad /15/$$

$$(\lambda', D') = U(\lambda, D)\, U^{-1}\,\Big|_{x^5=0}\,, \qquad /16.1/$$

$$A'_L = U A_L U^{-1} + \frac{2i}{g} U \partial_L U^{-1}\,\Big|_{x^5=0}\,, \qquad /16.2/$$

$U \in SU(N): U^+U = 1$. Из последнего выражения /16.2/ следует, что поле A_5 выступает в теории как компонента 5-мерного вектор-потенциала $A_L = (A_\mu, A_5)$.

4. Для того, чтобы построить действие калибровочных суперполей V, $\dot V$, Φ_5, $\dot\Phi_5$, рассмотрим следующий функционал:

$$S_{gauge}[V, \dot V, \Phi_5, \dot\Phi_5] = \frac{1}{c} \int d^4x\, Tr\Big[\frac{1}{4}(d^2\theta W_-^\alpha W_\alpha + h.c.) + \qquad /17/$$

$$+ \frac{d^4\theta}{2}(V_5^2 + h.c.) - \frac{1}{2M}(d^2\theta G G_- + h.c)\Big],$$

где мы использовали обозначения:

$$W^\alpha = \frac{1}{8}\bar D^2 (S D^\alpha S^{-1}), \qquad /18.1/$$

$$V_5 = -\frac{1}{g}(S\partial_5 S^{-1} + ig(S\Phi_{5-}^+ S^{-1} + \Phi_5)), \qquad /18.2/$$

$$G = i\frac{\bar D^2 D^2}{16} V - (\partial_5 + 2iM)\Phi_5 + \frac{\bar D^2}{4} V_5\,, \qquad /18.3/$$

$$V = T^a V_a(x, x^5, \theta, \bar\theta),$$

$$\Phi_5 = T^a \Phi_{5a}(x, x^5, \theta, \bar\theta)$$

Нормировочная константа определяется из условия $Tr(T^aT^b) = \delta^{ab}c$. Функционал /17/ имеет такие свойства:

1/ Он инвариантен относительно $N = 1$ суперпреобразований.

2/ На плоскости $x^5 = 0$ не меняется при калибровочных преобразованиях полей V и Φ_5, а также преобразованиях полей $\dot S$ и $\dot\Phi_5$:

$$\dot S' = (U\dot S U^+ + \dot U S U^+ - U S \dot U^+)\,\Big|_{x^5=0}\,, \qquad /19.1/$$

$$\dot\Phi_5' = (U\dot\Phi_5 U^{-1} + \frac{2M}{g} U \dot U^{-1} + \frac{i\bar D^2 D^2}{16} V' - \qquad /19.2/$$

$$- U(\frac{i\bar D^2 D^2}{16} V) U^{-1})\,\Big|_{x^5=0}\,,$$

где V' определяется с помощью /13/. Это следует из того, что при указанных преобразованиях:

$$W^{\alpha\prime} = U W^\alpha U^{-1}\,\Big|_{x^5=0}\,; \quad V_5' = U V_5 U^{-1}\,\Big|_{x^5=0}\,,$$

$$G' = U G U^{-1}\,\Big|_{x^5=0}.$$

3/ В пределе, когда взаимодействие отсутствует /$g = 0$/, S_{gauge} не зависит от x^5, если V и Φ_5 - решения ФУ /9/:

$$\frac{\partial}{\partial x^5} S_{gauge}\,\Big|_{g=0} = 0.$$

4/ Его вариации при фиксированном значении x^5 по V, Φ_5, $\dot V$ и $\dot\Phi_5$ и при $g = 0$ приводят к уравнениям движения свободных полей:

$$D^\alpha \bar D^2 D_\alpha V = 0, \qquad /20.1/$$

$$\frac{i\bar D^2 D^2}{16} V = (\partial_5 + 2iM)\Phi_5, \qquad /20.2/$$

$$i\partial_5 V + (\Phi_5 + \Phi_{5-}^+) = 0. \qquad /20.3/$$

С помощью этих соотношений можно сделать вывод о том, что физические компоненты содержит лишь суперполе $V(x, 0, \theta, \bar\theta)$, а остальные суперполя $\dot V(x, 0, \theta, \bar\theta)$, $\Phi_5(x, 0, \theta, \bar\theta)$ и $\dot\Phi_5(x, 0, \theta, \bar\theta)$ являются вспомогательными. Из /20.3/ также следует, что в пределе $M \to \infty$ $\partial_5 V(x, x^5, \theta, \bar\theta) = 0$.

5/ Наконец приведем покомпонентную запись полного выражения /17/ /$g \neq 0$/ в калибровке Весса - Зумино, когда поля F и $\dot F$ исключены с помощью уравнений движения:

$$S_{gauge}\,\Big|_{x^5=0} = S_{Y.M.} + \frac{1}{c}\int d^4x\, Tr[i\lambda\sigma^\mu \mathfrak{D}_\mu \bar\lambda +$$

$$+ 2i\bar\psi_5 \bar\sigma^\mu \mathfrak{D}_\mu \psi_5 + \sqrt{2}(\psi_5 \mathfrak{D}_5 \lambda + h.c.) +$$

$$+ \frac{1}{4M}(\xi^2 + \bar\xi^2) - \frac{1}{2}(\mathfrak{D}_\mu B_5)^2 - \frac{1}{2}D^2 - \qquad /21/$$

$$- iB_5 \mathfrak{D}_5 D + \frac{1}{2}(iD - \dot B_5 - 2iMB_5)^2],$$

$$\mathfrak{D}_L \phi = \partial_L \phi - \frac{ig}{2}[A_L, \phi], \qquad L = 0, 1, 2, 3, 5.$$

Здесь функционал $S_{Y.M.}$ служит действием для неабелевых калибровочных полей теории с фундаментальной массой:

$$S_{Y.M.} = \int d^4x \left[-\frac{1}{4} F_{KL} F^{KL} + \frac{1}{2} |\partial_L A^L - 2iMA_5|^2 \right] \Big|_{x^5=0},$$

$$K, L = 0, 1, 2, 3, 5, \qquad /22/$$

$$F_{KL} = \frac{2i}{g} [\mathfrak{D}_K, \mathfrak{D}_L], \quad \mathfrak{D}_K = \partial_K - \frac{ig}{2} A_K .$$

$S_{Y.M.}$ инвариантен относительно преобразований /16/ поля A_L и преобразований

$$\dot{A}'_\mu = (U\dot{A}_\mu U^{-1} + \dot{U}A_\mu U^{-1} - UA_\mu \dot{U}^{-1} + \frac{2i}{g}(\dot{U}\partial_\mu U^{-1} - U\partial_\mu \dot{U}^{-1}))\Big|_{x^5=0}, \qquad /23.1/$$

$$\dot{A}'_5 = (U\dot{A}_5 U^{-1} - \frac{4M}{g} U\dot{U}^{-1} + \frac{2i}{g} \partial_\mu (U\partial_\mu U^{-1}))\Big|_{x^5=0} \qquad /23.2/$$

Учитывая, что спинор ξ, присутствующий в формуле /21/, имеет вид

$$\xi = -i\sigma^\mu \partial_\mu \bar{\lambda} - \sqrt{2}(\dot{\psi}_5 + 2iM\psi_5) - i\mathfrak{D}_5 \lambda + \frac{1}{\sqrt{2}} \sigma^\mu \mathfrak{D}_\mu \psi_5 , \qquad /24/$$

мы можем заключить, что бозонные поля D, $\dot{D}$, B, $\dot{B}_5$ и фермионные $\dot{\lambda}$, $\dot{\bar{\lambda}}$, $\bar{\psi}_5$, ψ_5, $\dot{\psi}_5$ и $\dot{\bar{\psi}}_5$ являются вспомогательными. Полное выражение /21/ инвариантно относительно преобразований /16/, /23.1/, /23.2/ и преобразований:

$$(B'_5, \dot{B}'_5, \psi'_5) = U(B_5, \dot{B}_5, \psi_5) U^{-1}\Big|_{x^5=0},$$

$$\dot{D}' = (U\dot{D}U^{-1} + \dot{U}DU^{-1} - UD\dot{U}^{-1})\Big|_{x^5=0},$$

$$\dot{\lambda}' = (U\dot{\lambda}U^{-1} + \dot{U}\lambda U^{-1} - U\lambda\dot{U}^{-1})\Big|_{x^5=0},$$

$$\dot{\psi}'_5 = (U\dot{\psi}_5 U^{-1} + \frac{i}{\sqrt{2}} \sigma^\mu [(U\bar{\lambda}U^{-1}), (U\partial_\mu U^{-1})])\Big|_{x^5=0},$$

$$U \in SU(N).$$

Отметим также, что компоненты $\dot{A}_L$, $\dot{D}$, $\dot{\lambda}$, $\dot{\bar{\lambda}}$, ψ_5, $\dot{\psi}_5$, $\bar{\psi}_5$, $\dot{\bar{\psi}}_5$, B_5, $\dot{B}_5$ не взаимодействуют с материальными полями и поэтому их изменения не сказываются на действии /14/.

В заключение обсудим вид суперпреобразований $V(x, x^5, \theta, \bar{\theta})$, сохраняющих весс-зуминовскую калибровку. Для этого рассмотрим т.н. расширенное суперполе $\hat{V}(x, x^5, \theta, \bar{\theta})$ /см. по этому поводу [1,2] /, которое не является решением ФУ, но обладает комбинированной эрмитовостью /10/ и на плоскости $x^5 = 0$ удовлетворяет условиям

$$\hat{V}\big|_{x^5=0} = V\big|_{x^5=0},$$

$$\partial_5 \hat{V}\big|_{x^5=0} = \partial_5 V\big|_{x^5=0}.$$

Положим, что во всем пространстве $(x, x^5, \theta, \bar{\theta})$ это поле преобразуется следующим образом:

$$e^{g\hat{V}'} = U e^{g\hat{V}} U^+_-, \quad U = e^{ig\Lambda} . \qquad /25/$$

Легко проверить, что при $x^5 = 0$ отсюда следуют преобразования /13.1/ и /19.1/. Очевидно также, что если $\hat{V}$ задано в калибровке Весса - Зумино, то тоже относится и к полю V. Чтобы сохранить эту калибровку, суперпреобразования $\hat{V}$ нужно дополнить преобразованиями /25/, в которых параметр Λ зависит от компонент $\hat{\lambda}(x, x^5)$ и $\hat{A}_\mu(x, x^5)$ расширенного суперполя [7]. Это приведет к тому, что суперпреобразования данных Коши всех полей будут сопровождаться калибровочными преобразованиями с параметрами

$$\Lambda(x, 0) = \Lambda(\lambda(x, 0), A_\mu(x, 0)),$$

$$\dot{\Lambda}(x, 0) = \dot{\Lambda}(\dot{\lambda}(x, 0), \dot{A}_\mu(x, 0)).$$

Автор выражает искреннюю благодарность В.Г.Кадышевскому за полезные обсуждения и постоянное внимание к работе.

ЛИТЕРАТУРА

1. Kadyshevsky V.G., Mateev M.D. - Nuovo Cimento, 1985, v.87A, No.3, p.324.
2. Chizov M.V. et al. - Nuovo Cimento, 1985, v.87A, No.3, p.350; 1985, v.87A, No.4, p.373.
3. Кадышевский В.Г. - ОИЯИ, Р2-84-753, Дубна, 1984.
4. Ибадов Р.М., Кадышевский В.Г. - ОИЯИ, Р2-86-830, Дубна, 1986.
5. Кадышевский В.Г., Фурсаев Д.В. - ДАН СССР, 1989, т.306, № 4, с.856.

6. Ибадов Р.М., Кадышевский В.Г. - ОИЯИ, Р2-86-835, Дубна, 1986.
7. Wess J., Zumino B. - Nucl. Phys., 1974, B78, p.1.

Рукопись поступила в издательский отдел
29 декабря 1989 года.