ОБЪЕДИНЕННЫЙ ИНСТИТУТ ЯДЕРНЫХ ИССЛЕДОВАНИЙ

ЛАБОРАТОРИЯ ТЕОРЕТИЧЕСКОЙ ФИЗИКИ

В.И. Огиевецкий, И.В. Полубаринов

Р-1485

О ВЫБОРЕ ПРОПАГАТОРОВ ВЕКТОРНЫХ ПОЛЕЙ

Дубна 1963

В.И. Огиевецкий, И.В. Полубаринов

Р-1485

О ВЫБОРЕ ПРОПАГАТОРОВ ВЕКТОРНЫХ ПОЛЕЙ

Направлено в ЖЭТФ

Дубна 1963

В последнее время резко возрос интерес к векторным полям. В этой связи напрашивается вопрос, в каких локальных теориях пропагаторы векторных полей можно брать поперечными

$$-i\left(\delta_{\mu\nu}-\frac{\partial_\mu\partial_\nu}{\Box}\right)\Delta^c(x-y)\ ? \qquad /1/$$

Теории с безразмерными константами связи, в которых это возможно для всех векторных полей, были бы перенормируемы. Некоторые авторы /1,2/ утверждают, что такой выбор пропагаторов возможен, в частности, и для заряженных векторных полей с ненулевой массой. С другой стороны, если продольная часть пропагатора существенна, то такой выбор противоречил бы фейнмановской пространственно-временной трактовке и стандартной теории высших спинов. Ниже мы даем ответ на этот вопрос /п.п. 1-5/.

1. Если в какой-либо локальной теории выбор пропагатора в поперечной форме законен, то она есть теория определенного нами класса A /3,4/.

Действительно, по определению теорий класса A в картине Гайзенберга имеем:

$$\partial_\mu\langle 0|b^i_\mu(x)|\Phi\rangle=0 \qquad /2/$$

или в картине Дирака /взаимодействия/

$$\partial_\mu\langle 0|T^*b^i_\mu(x)S|\mathring{\Phi}\rangle=0\ , \qquad /3/$$

где Φ есть произвольное физическое гайзенберговское состояние, а $\mathring{\Phi}$ – соответствующее свободное состояние. Входящий в /3/ матричный элемент имеет структуру

$$\langle 0|T^*b^i_\mu(x)S|\mathring{\Phi}\rangle=\int d^4y\cdots \mathring{b}^i_\mu(x)\mathring{b}^j_\nu(y)\cdots \qquad /4/$$

Отсюда ясно, что условие /3/ будет выполнено, если пропагатор поперечен, т.е. имеет вид /1/.

К классу B нами были отнесены /3/ все теории, в которых условие /2/ или /3/ не выполняется. Поэтому

2. В теориях класса B, полный перечень которых необозрим, заведомо недопустим выбор пропагатора в поперечной форме[x].

Таким образом, нам остается исследовать только теории класса A. Полный перечень таких локальных теорий с безразмерными константами связи был дан в[4] – это обобщенные теории Янга-Миллса[5,6]. В гайзенберговской картине лагранжиан любой такой теории записывается

$$\mathcal{L}_{0,\frac{1}{2},1} = -\frac{1}{4} f^i_{\mu\nu} f^i_{\mu\nu} - \frac{1}{2} m^2 b^i_\mu b^i_\mu - \frac{1}{2}\alpha_{ijk} f^i_{\mu\nu} b^j_\mu b^k_\nu -$$
$$-\frac{1}{4}\alpha_{mki}\alpha_{mlj} b^i_\mu b^j_\mu b^k_\nu b^l_\nu - \frac{1}{2}\bar{\Psi}\left\{\gamma_\mu\left[\partial_\mu - i\left(\hat{T}^{(1)}_j + \gamma_5 \hat{T}^{(2)}_j\right) b^j_\mu\right] + \hat{M}\right\}\Psi - \qquad /5/$$
$$-\frac{1}{2}\left(\partial_\mu - \eta^i b^i_\mu\right)\varphi \cdot \left(\partial_\mu - \eta^j b^j_\mu\right)\varphi - \frac{1}{2}\varphi\mu^2\varphi +$$
$$+\xi_{abcd}\varphi^a\varphi^b\varphi^c\varphi^d + \frac{1}{2}\bar{\Psi}\left(\hat{G}^{(1)}_a + i\gamma_5\hat{G}^{(2)}_a\right)\Psi\varphi^a,$$

где $f^i_{\mu\nu} = \partial_\mu b^i_\nu - \partial_\nu b^i_\mu$, а остальные обозначения см. в[4].

С точки зрения выбора пропагатора и перенормируемости следует резко разграничить случаи векторных полей с нулевой и ненулевой массой покоя. Начнем с массы 0.

3. В теориях класса A с равной нулю массой векторных полей /электродинамика и теории Янга-Миллса/ спин 1 обеспечивается калибровочной инвариантностью, благодаря чему к пропагатору можно добавлять любые градиентные добавки и, в частности, выбрать его поперечным.

Это понятно, поскольку довольно сложный в картине Гейзенберга закон калибровочных преобразований сведется в картине Дирака /взаимодействия/ к

$$b^i_\mu \to b^i_\mu + \frac{\partial\Lambda^i(x)}{\partial x_\mu}, \quad \Psi \to \Psi, \quad \varphi \to \varphi. \qquad /6/$$

Подходящий выбор Λ в операторной форме[7-9] может придать пропагатору поперечный вид и вообще как угодно изменить его продольную часть. Поэтому все эти теории перенормируемы.

x/ В каждом конкретном случае в этом можно убедиться и непосредственно. Так, в теории заряженного векторного поля с $\mathcal{L}_{вз} = ig\bar{\Psi}\gamma_\mu(\tau_1 b^1_\mu + \tau_2 b^2_\mu)\Psi$ при поперечном причинном пропагаторе, начиная с четвертого порядка теории возмущений /в котором уже сказывается несохранение гайзенберговских токов/, нарушается унитарность.

4. Пусть теперь масса векторных полей в теориях класса A отлична от нуля /т.е. спин 1 обеспечивается условием Лоренца/. Тогда выбор пропагатора в поперечной форме для всех компонент векторного поля одновременно недопустим, так как приводит в локальных теориях к нарушению либо причинности, либо унитарности, что можно проверить, используя технику Штюкельберга.

Так, если пропагатор выбран в форме /1/, причем полюс при $p^2 = 0$ понимается в смысле $\frac{1}{p^2 - i\varepsilon}$ / а иначе нарушается причинность/, то унитарность нарушается уже во втором порядке теории возмущений. Именно, для эффекта собственной энергии /рис. 1/ нарушается соотношение

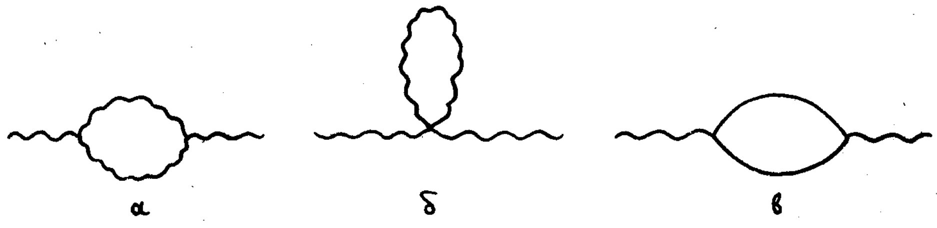

Рис. 1

Собственная энергия векторного поля во втором порядке теории возмущений. / ∿∿ – векторные поля, —— – все остальные/.

$$S_2 + S_2^+ = -S_1 S_1^+, \qquad /7/$$

где S_n – S-матрица в n-том порядке. Если работать в гайзенберговской картине по теории возмущений или перейти к картине взаимодействия, то, как известно[10], S - матрица может быть построена как T^*- экспонента

$$S = T^* \exp\left(-i\int d^4x\, \mathcal{L}_{вз}(x)\right), \qquad /8/$$

где $\mathcal{L}_{вз}$ выражается через свободные операторы поля точно так же, как в гайзенберговском представлении через гайзенберговские операторы. Члены S -матрицы, соответствующие диаграммам рис. 1в, не содержат виртуальных линий векторных полей и удовлетворяют соотношению унитарности независимо. Поэтому мы ограничимся рассмотрением

$$S_1 = \frac{i}{2}\alpha_{ijk}\int d^4x\, f^i_{\mu\nu} b^j_\mu b^k_\nu(x) \qquad /9/$$

$$\overset{\text{и}}{S}_2 = \frac{i}{4} d_{mki} d_{mlj} \int d^4x\, b^i_\mu(x) b^j_\mu(x) b^k_\nu(x) b^l_\nu(x) + \qquad /10/$$

$$+\frac{1}{2!}\int d^4x\, d^4y\, T^*\left\{ \frac{i}{2} d_{ijk} f^i_{\mu\nu} b^j_\mu b^k_\nu(x)\, \frac{i}{2} d_{lmn} f^l_{\lambda\rho} b^m_\lambda b^n_\rho(y)\right\} .$$

При стандартном выборе пропагатора

$$\dot{b}^i_\mu(x)\,\dot{b}^j_\nu(y) = -\delta_{ij}\left(\delta_{\mu\nu} - \frac{\partial_\mu\partial_\nu}{m^2}\right)\Delta^c_m(x-y) \qquad /11/$$

$$/\ \Delta^c(x) = \frac{1}{(2\pi)^4}\int \frac{d^4p\, e^{ipx}}{p^2+m^2-i\varepsilon}\ /$$

унитарность обеспечена, и, в частности, соотношение /7/ соблюдается для эффекта собственной энергии /диаграммы рис. 1а,б/. Пусть теперь пропагаторы всех векторных полей выбраны поперечными /формула /1//. Выражение /1/ при принятом выше способе обхода полюса при $p^2=0$ можно переписать в виде

$$\dot{b}^i_\mu(x)\,\dot{b}^j_\nu(y) = -i\delta_{ij}\left[\left(\delta_{\mu\nu} - \frac{\partial_\mu\partial_\nu}{m^2}\right)\Delta^c_m(x-y) + \frac{\partial_\mu\partial_\nu}{m^2}\Delta^c_0(x-y)\right]. \qquad /12/$$

Тогда соотношение унитарности /7/ нарушается. В самом деле, если вычислить среднее в одночастичном состоянии с импульсом p_μ $(p^2=-m^2)$ и "изотопическим" индексом r, то правая часть /7/ отличается от левой на

$$-d_{rjk} d_{rjk}\, \delta^4(0)\, \frac{m^2}{2^8\cdot 3\cdot p_0}. \qquad /13/$$

/по r суммирования нет. Вычисления вынесены в приложение/. Множители $d_{rjk}d_{rjk}$ суть суммы квадратов вещественных[4,6] структурных констант d_{rjk}. Поэтому их обращение в нуль означало бы, что все d_{ijk} равны нулю, т.е. нет взаимодействия между векторными полями. В последнем случае все обстоит так, как в теории одного нейтрального векторного поля, взаимодействующего с сохраняющимся током, когда продольная часть пропагатора может быть сделана какой угодно[12].

Подчеркнем, что нарушение унитарности вызвано вкладом векторных квантов с нулевым спином и с нулевой массой, возникающих за счет незаконного использования поперечного пропагатора /см. формулу /п. 12'//.[x]

---

[x] Если пойти на то, чтобы векторное поле описывало и кванты со спином 1 и кванты со спином 0 и пропагатор был поперечным, то тогда неизбежна[13,14] неопределенная метрика в гильбертовом пространстве состояний, что неудовлетворительно.

Таким образом доказано, что локальные теории, в которых можно брать пропагатор поперечным одновременно для всех массивных векторных полей, исчерпываются теориями класса A с $d_{ijk}=0$, которые не способны описывать заряженные векторные поля. Во всех теориях массивных заряженных векторных полей отход от стандартного пропагатора / в частности, замена его на поперечный/ ведет к нарушению либо причинности, либо унитарности.

Итак, все теории класса A для векторных полей с ненулевой массой при $d_{ijk}\neq 0$ неперенормируемы, что согласуется с выводом, сделанным в[15-17].

Мы не рассматривали теорий класса A с размерными константами связи, но для таких теорий вопрос о выборе пропагатора не столь актуален, так как, по-видимому, при любом выборе они неперенормируемы.

Отметим далее, что

5. В теориях класса A для любого одного, скажем i - го, поля $b^i_\mu(x)$ пропагатор можно выбрать с произвольной продольной частью /в частности, поперечным/, сохраняя пропагаторы всех остальных векторных полей стандартными, т.е. в виде /11/. Это обусловлено тем, что по отношению к любому отдельно взятому векторному полю $b^i_\mu(x)$ любая теория класса A есть теория одного нейтрального векторного поля. Поэтому для избранного векторного поля возможна калибровочно-инвариантная формулировка в духе работы[12].

Подчеркнем, что в настоящей заметке мы не касались попыток выйти за рамки теории возмущений[18,19], в которой только и имеет смысл вопрос о том или ином выборе свободного пропагатора.

Авторы признательны Б.Н. Валуеву и Д.В. Ширкову за стимулирующие обсуждения.

Приложение

T^*- произведение определяется своим разложением по N - произведениям. Это разложение берется точно таким же, как у обычного T - произведения, например,

$$T^*\, b^i_\mu(x) b^j_\nu(y) = :b^i_\mu(x) b^j_\nu(y): + \dot{b}^i_\mu(x)\,\dot{b}^j_\nu(y) .$$

Однако при этом спаривание не есть вакуумное среднее от хронологически упорядоченного произведения операторов, а определяется как функция Грина свободного уравнения для $b^i_\mu(x)$, т.е.

$$(\Box_x-m^2)\dot b^i_\mu(x)\dot b^j_\nu(y)-\partial^x_\mu\partial^x_\lambda\dot b^i_\lambda(x)\dot b^j_\nu(y)=i\delta_{ij}\delta_{\mu\nu}\delta^4(x-y)\ .$$

Именно это спаривание дается формулой /11/.

Входящие в лагранжиан взаимодействия производные действуют непосредственно на спаривания, так что

$$\dot f^i_{\mu\nu}(x)\dot b^j_\lambda(y)=\partial^x_\mu\dot b^i_\nu(x)\dot b^j_\lambda(y)-\partial^x_\nu\dot b^i_\mu(x)\dot b^j_\lambda(y)= = i\delta_{ij}\left(\delta_{\nu\lambda}\partial^x_\mu-\delta_{\mu\lambda}\partial^x_\nu\right)\Delta^c_m(x-y) \qquad /П.1/$$

и

$$\dot f^i_{\mu\nu}(x)\dot f^j_{\lambda\rho}(y)=-i\delta_{ij}\left\{\left(\delta_{\nu\lambda}\partial^x_\mu-\delta_{\mu\lambda}\partial^x_\nu\right)\partial^x_\rho-\left(\delta_{\nu\rho}\partial^x_\mu-\delta_{\mu\rho}\partial^x_\nu\right)\partial^x_\lambda\right\}\Delta^c_m(x-y)\ . \qquad /П.2/$$

Диаграмме рис. 1а соответствует выражение

$$F(c)=-\frac{1}{8}d_{ijk}d_{\ell mn}\int d^4x\,d^4y:\left\{4\left(\dot f^i_{\mu\nu}\ddot b^j_\mu b^k_\nu(x)\right)\left(\dot f^\ell_{\lambda\rho}\ddot b^m_\lambda b^n_\rho(y)\right)+\right.$$
$$+4\left(\dot f^i_{\mu\nu}\ddot b^j_\mu b^k_\nu(x)\right)\left(\ddot f^\ell_{\lambda\rho}\dot b^m_\lambda b^n_\rho(y)\right)+8\left(\dot f^i_{\mu\nu}\ddot b^j_\mu b^k_\nu(x)\right)\left(f^\ell_{\lambda\rho}\dot b^m_\lambda\ddot b^n_\rho(y)\right)+$$
$$\left.+2\left(f^i_{\mu\nu}\dot b^j_\mu\ddot b^k_\nu(x)\right)\left(f^\ell_{\lambda\rho}\dot b^m_\lambda\ddot b^n_\rho(y)\right)\right\}:, \qquad /П.3/$$

а диаграмме рис. 1б

$$G(c)=\frac{i}{4}d_{mki}d_{m\ell j}\int d^4x:\left\{2\dot b^i_\mu b^k_\nu\dot b^j_\mu b^\ell_\nu(x)+2\dot b^i_\mu b^k_\nu b^j_\mu\dot b^\ell_\nu(x)\right\}:, \qquad /П.4/$$

так что

$$S_2=F(c)+G(c)\ . \qquad /П.5/$$

Численные коэффициенты в фигурных скобках учитывают число эквивалентных спариваний.

Наряду с выражениями $F(c)$ и $G(c)$, содержащими каузальные спаривания, мы будем пользоваться точно такими же выражениями

$$F(a),G(a),F(+),G(+)\ \text{и}\ F(-),G(-)\ ,$$

в которых спаривания берутся антикаузальными, дайсоновскими с $\Delta^{(+)}$- функциями и дайсоновскими с $\Delta^{(-)}$- функциями соответственно. Спаривание Дайсона определяется согласно

$$b^i_\mu(x)b^j_\nu(y)=:b^i_\mu(x)b^j_\nu(y):+\overline{b^i_\mu(x)b^j_\nu}(y)\ ,$$

и при любом выборе причинных спариваний оно с необходимостью имеет вид:

$$\dot b^i_\mu(x)\dot b^j_\nu(y)=i\delta_{ij}\left(\delta_{\mu\nu}-\frac{\partial_\mu\partial_\nu}{m^2}\right)\Delta^{(+)}_m(x-y)\ ,$$
$$/\ \Delta^{(+)}(x)=-\frac{i}{2(2\pi)^3}\int d^4p\,e^{ipx}\theta(p_0)\delta(p^2+m^2)\ ;\ \Delta^{(-)}=\Delta^{(+)*}\ /\ .$$

Поэтому величина $S_1S_1^+$, выражающаяся только через дайсоновские спаривания

$$S_1S_1^+=-F(+)-F(-)\ , \qquad /П.6/$$

не зависит от выбора пропагатора.

Если пропагатор имеет стандартный вид /11/, то

$$F(c)+F(a)=F(+)+F(-)+\frac{1}{m^2}\delta^4(0)d_{ijk}d_{ijn}\left\{\delta_{\nu\rho}-\delta_{\nu4}\delta_{\rho4}\right\}\int d^4x:b^k_\nu(x)b^n_\rho(x): \qquad /П.7/$$

$$G(c)+G(a)=-\frac{1}{m^2}\delta^4(0)d_{ijk}d_{ijn}\left\{\delta_{\nu\rho}-\delta_{\nu4}\delta_{\rho4}\right\}\int d^4x:b^k_\nu(x)b^n_\rho(x): \qquad /П.8/$$

Как и следовало ожидать, унитарность в этом случае обеспечена.

Переход в формулах /П.7/ и /П.8/ от причинных и антипричинных спариваний к дайсоновским осуществляется с помощью следующих формул

$$(1;\partial_\mu;\partial_\nu\partial_\lambda)\Delta^{c}_{a}(x)=\mp\theta(\pm x_0)(1;\partial_\mu;\partial_\nu\partial_\lambda)\Delta^{(+)}\pm\theta(\mp x_0)(1;\partial_\mu;\partial_\nu\partial_\lambda)\Delta^{(-)}+ + (0;0;1)\delta_{\nu4}\delta_{\lambda4}\delta^4(x)\ , \qquad /П.9/$$

$$(1;\partial_\mu;\partial_\nu\partial_\lambda)\Delta^c_{m_1}(x)(1;\partial_\rho;\partial_\sigma\partial_\tau)\Delta^c_{m_2}(x)+(1;\partial_\mu;\partial_\nu\partial_\lambda)\Delta^a_{m_1}(x)(1;\partial_\rho;\partial_\sigma\partial_\tau)\Delta^a_{m_2}(x)=$$
$$=(1;\partial_\mu;\partial_\nu\partial_\lambda)\Delta^{(+)}_{m_1}(x)(1;\partial_\rho;\partial_\sigma\partial_\tau)\Delta^{(+)}_{m_2}(x)+(1;\partial_\mu;\partial_\nu\partial_\lambda)\Delta^{(-)}_{m_1}(x)(1;\partial_\rho;\partial_\sigma\partial_\tau)\Delta^{(-)}_{m_2}(x)+$$
$$+(0;0;1)(0;0;1)\,2\delta_{\mu4}\delta_{\nu4}\delta_{\lambda4}\delta_{\rho4}\delta^4(x)\delta^4(x)\ , \qquad /П.10/$$

где использован введенный Фейнманом символ $(1;\partial_\mu;\partial_\nu\partial_\lambda)$ /матрица-строка/, который означает либо 1, либо ∂_μ, либо $\partial_\nu\partial_\lambda$. Формулу /П.10/ следует понимать в смысле прямого произведения таких матриц.

Пусть теперь пропагатор имеет вид /12/. /Отметим, что выражения /П.1/ и /П.2/ при этом не изменятся/. Тогда

$$G(c)+G(a)=0\ , \qquad /П.11/$$

$$F(c)+F(a)=F(+)+F(-)-$$

$$-\frac{1}{4}d_{ijk}d_{lmn}\int d^4x\,d^4y\Big\{4\,\overline{f^i_{\mu\nu}(x)f^l_{\lambda\rho}(y)}\,i\delta_{jm}\frac{\partial^x_\mu\partial^x_\lambda}{m^2}\Delta^{(+)}_0(x-y):b^k_\nu(x)b^n_\rho(y):+$$

$$+8\,\overline{f^i_{\mu\nu}(x)b^m_\lambda(y)}\,i\delta_{jn}\frac{\partial^x_\mu\partial^x_\rho}{m^2}\Delta^{(+)}_0(x-y):b^k_\nu(x)f^l_{\lambda\rho}(y):+$$

$$+4\,\overline{b^j_\mu(x)b^m_\lambda(y)}\,i\delta_{kn}\frac{\partial^x_\nu\partial^x_\rho}{m^2}\Delta^{(+)}_0(x-y):f^i_{\mu\nu}(x)f^l_{\lambda\rho}(y):+$$

$$+2i\delta_{jm}\frac{\partial^x_\mu\partial^x_\lambda}{m^2}\Delta^{(+)}_0(x-y)\,i\delta_{kn}\frac{\partial^x_\nu\partial^x_\rho}{m^2}\Delta^{(+)}_0(x-y):f^i_{\mu\nu}(x)f^l_{\lambda\rho}(y):\Big\}$$

/П.12/

/Спаривания в формуле /П.12/ дайсоновские с $\Delta^{(+)}_m$/. Перебрасывая путем интегрирования по частям по одной производной с $\Delta^{(+)}_0$ на другие множители, легко видеть, что сумма членов во второй, третьей и четвертой строках /П.12/ обращается в нуль /по сути дела, благодаря сохранению свободного тока $\partial_\mu d_{ijk}f^i_{\mu\nu}b^j_\nu=0$/, и эта формула приобретает вид:

$$F(c)+F(a)=F(+)+F(-)+$$

$$+\frac{1}{2}d_{ijk}d_{ljk}\int d^4x\,d^4y\,\partial^x_\lambda\Delta^{(+)}_0(x-y)\partial^x_\nu\Delta^{(+)}_0(x-y):b^i_\nu(x)b^l_\lambda(y): \quad /П.12/$$

Если теперь взять среднее от последнего члена в /П.12/ в состоянии $|\vec{p},\tau\rangle$, то, учитывая, что

$$\langle\vec{p},\tau|:b^i_\nu(x)b^l_\lambda(y):|\vec{p},\tau\rangle=\frac{\delta_{i\tau}\delta_{l\tau}}{(2\pi)^3 2p_0}w^\tau_\lambda(\vec{p})w^\tau_\nu(\vec{p})\left[e^{ip(x-y)}+e^{-ip(x-y)}\right]$$

[$w^i_\nu w^j_\nu=\delta_{ij}$, по τ суммирования нет], и проводя далее вычисление до конца, нетрудно получить выражение /13/.

Литература

1. I.Bialynicki-Birula. Journ. Math. Phys., 3, 1094 (1962).
2. А.А. Славнов. ЖЭТФ, 44, 119 /1963/.
3. В.И. Огиевецкий, И.В. Полубаринов. ЖЭТФ, 45, 237 /1963/.
4. В.И. Огиевецкий, И.В. Полубаринов. ЖЭТФ, 45, 709, 966 /1963/; 46, в.2 или 3 /в печати/; Ann. of Phys. /в печати/. Препринт ОИЯИ Р- 1241, Дубна, /1963/.
5. C.N.Yang, R.L.Mills. Phys. Rev., 96, 191 (1954).
6. S.L.Glashow, M.Gell-Mann. Ann. Phys., 15, 437 (1961).
7. Л.Д. Ландау, И.М. Халатников. ЖЭТФ, 29, 89 /1955/.
8. Е.С. Фрадкин. ЖЭТФ, 29, 258 /1955/.
9. В.И. Огиевецкий, И.В. Полубаринов. ЖЭТФ, 40, 926 /1961/.
10. Х. Умэдзава. Квантовая теория поля. ИЛ., Москва, 1958.

11. R.P.Feynman. Phys. Rev., 76, 749, 769 (1949).
12. В.И. Огиевецкий, И.В. Полубаринов. ЖЭТФ, 41, 247 /1961/; Proc. 1962 Intern. Conf. on High Energy Phys. at CERN, c. 666 (1962).
13. В.С. Ванящин. ЖЭТФ, 43, 689 /1962/.
14. T.D.Lee, C.N.Yang. Phys. Rev., 128, 885 (1962).
15. A.Komar, A.Salam. Nucl. Phys., 21, 624 (1960).
16. S.Kamefuchi, H.Umezawa. Nucl. Phys., 23, 399 (1961).
17. A.Salam. Phys. Rev., 127, 331 (1962).
18. B.Jouvet. Nuovo Cim., 26, 283 (1962).
19. A.Salam. Phys. Rev., 130, 1287 (1963).

Рукопись поступила в издательский отдел
2 декабря 1963 г.