Д-198 2160
ЛВЭ

ОБЪЕДИНЕННЫЙ ИНСТИТУТ ЯДЕРНЫХ ИССЛЕДОВАНИЙ
ЛАБОРАТОРИЯ ТЕОРЕТИЧЕСКОЙ ФИЗИКИ

2 - 8534

Дао Вонг Дык

ВОПРОСЫ ТЕОРИИ КОНФОРМНОЙ ИНВАРИАНТНОСТИ В ФИЗИКЕ ЭЛЕМЕНТАРНЫХ ЧАСТИЦ

Специальность 01.04.02 - теоретическая и математическая физика

Автореферат диссертации на соискание ученой степени доктора физико-математических наук

(Диссертация написана на русском языке)

Дубна 1975

Работа выполнена в Лаборатории теоретической физики Объединённого института ядерных исследований.

Официальные оппоненты:
доктор физико-математических наук профессор С.С. Герштейн,
доктор физико-математических наук В.И. Огиевецкий,
академик АН Груз. ССР профессор А.Н. Тавхелидзе.

Ведущее научно-исследовательское учреждение:
Математический институт АН СССР им. В.А. Стеклова

Автореферат разослан " " 1975 года.

Защита диссертации состоится " " ________ 1975 года на заседании Учёного совета Лаборатории теоретической физики Объединённого института ядерных исследований.

С диссертацией можно ознакомиться в библиотеке ОИЯИ

Учёный секретарь Совета

Р.А. АСАНОВ

2 - 8534

Дао Вонг Дык

ВОПРОСЫ ТЕОРИИ КОНФОРМНОЙ ИНВАРИАНТНОСТИ В ФИЗИКЕ ЭЛЕМЕНТАРНЫХ ЧАСТИЦ

Специальность 01.04.02 - теоретическая и математическая физика

Автореферат диссертации на соискание ученой степени доктора физико-математических наук

(Диссертация написана на русском языке)

Объединенный институт ядерных исследований
БИБЛИОТЕКА

Теория конформной инвариантности стала привлекать большое внимание со времени открытия "закона масштабности" в процессах глубоконеупругого взаимодействия лептонов с адронами, хотя она давно уже нашла свое применение в некоторых теоретических вопросах.

Лет десять тому назад М.А. Марков/1/ впервые указал на возможность точечноподобного поведения полных сечений неупругого взаимодействия нейтрино с нуклоном.

На важную роль масштабных преобразований в глубоконеупругих процессах обратил внимание Н.Н. Боголюбов, подчеркнув, что поведение формфакторов указанных процессов находится в близкой аналогии со свойствами так называемых автомодельных решений задачи о сильном "точечном" взрыве в классической газо- и гидродинамике. Исходя из этой аналогии В.А. Матвеев, Р.М. Мурадян и А.Н. Тавхелидзе/2/ сформулировали принцип автомодельности, согласно которому масштабная инвариантность представляет собой универсальное, модельно-независимое свойство всех глубоконеупругих процессов, определяемое законами физического подобия и анализом размерностей.

В работах Н.Н. Боголюбова, В.С. Владимирова и А.Н. Тавхелидзе/3/ был заложен фундамент аксиоматического подхода к изучению автомодельных асимптотик инвариантных формфакторов процесса глубоконеупругого электророждения на нуклоне, было дано строгое обоснование связи автомодельного поведения формфакторов с характером сингулярностей коммутатора локальных токов на световом конусе.

В работах Д.В. Ширкова /4/ идея о возможной взаимосвязи масштабно-инвариантного характера ультрафиолетовых асимптотик и гипотезы о конечности перенормировок зарядов была обоснована исходя из анализа уравнений ренормализационной группы.

В рамках предположения о конечности перенормировки заряда А.В. Ефремов и И.Ф. Гинзбург /5/ сделали вывод о возможности масштабного асимптотического поведения амплитуд, определяемых всей совокупностью графов теории возмущений.

Соображение о применимости масштабной инвариантности к описанию процессов релятивистских ядер высказал А.М. Балдин /6/. Им был предсказан эффект кумулятивного рождения частиц.

Оказывается, что в перенормируемых теориях с взаимодействием без производных масштабная инвариантность (наряду с релятивистской инвариантностью) влечёт за собой инвариантность относительно более широкой группы преобразований - конформной группы. С алгебраической точки зрения конформная алгебра интересна тем, что она представляет собой расширение алгебры Пуанкаре на ортогональную алгебру более высокой размерности. Как группа симметрии пространства-времени,она является самой общей группой, которая оставляет световой конус инвариантным. Кроме того, как было показано В.И. Огиевецким /7/, действие общековариантной группы можно свести к повторным действиям двух её подгрупп - специальной линейной группы $SL(4,R)$ и конформной группы. Им было показано также, что гравитационное поле связано с совместными нелинейными реализациями динамических конформной и афинной симметрий. В работах А.М. Полякова /8/ и А.А. Мигдала /9/ было показано, что требование инвариантности относительно группы

конформных преобразований позволяет практически однозначно определить двухточечные и трехточечные корреляционные функции. Для нахождения многоточечных функций Грина Г. Мак и Н.Т. Тодоров сформулировали "скелетную" диаграммную технику, свободную от ультрафиолетовых расходимостей.

Результаты наших работ, составляющие основное содержание диссертации, относятся к кругу вопросов теории конформной инвариантности. Диссертация состоит из шести глав.

I

В первой главе /II-I3/ мы рассматриваем некоторые общие вопросы, связанные с законами конформных преобразований.

При изучении конформной инвариантности,оказывается,гораздо удобнее использовать (дискретный) оператор координатной инверсии

$$R_- x^\mu = -\frac{x^\mu}{x^2} \quad \text{или} \quad R_+ x^\mu = +\frac{x^\mu}{x^2}, \qquad (1)$$

нежели сам оператор специального конформного преобразования. При этом необходимо знать явный вид оператора $U(R)$. Закон действия этого оператора записан в следующем общем виде:

$$U(R)\varphi(x)U^{-1}(R) = (x^2)^{l_\varphi} S^{(\varphi)}(x)\varphi(Rx), \qquad (2)$$

где $S^{(\varphi)}$ - некоторая матрица, которая может быть определена из свойств R - преобразования и из связи между этим преобразованием и преобразованиями конформной группы. Было показано, что $U(R_+)$ должен быть антиунитарным оператором, а $U(R_-)$ - унитарным, для которого $S^{(\varphi)}(x)$ является однородной матрицей нулевой степени и удовлетворяет уравнениям

$$S^{(\varphi)}\left(-\frac{x}{x^2}\right)\partial_\mu S^{(\varphi)}(x) = 2i\frac{x^\nu}{x^2}\Sigma^{(\varphi)}_{\mu\nu}, \qquad (3)$$

$$[\Sigma_{\mu\nu}, S^{(\varphi)}(x)] = -i(x_\mu\partial_\nu - x_\nu\partial_\mu)S^{(\varphi)}(x), \quad (4)$$

где $\Sigma_{\mu\nu}$ спиновая матрица. Эти уравнения позволяют нам полностью определить матрицу $S^{(\varphi)}(x)$ для любого полевого оператора φ.

Изложенный метод затем применяется к изучению нелинейной реализации конформной группы. Из голдстоновых полей V_μ и σ были образованы ковариантные производные $D_\mu\varphi$ от любого другого поля φ, а также $D_\mu V_\nu$ и $D_\mu\sigma$. Их ковариантность состоит в том, что при преобразованиях Лоренца они ведут себя, как обычные производные, а при масштабном и R - преобразованиях - как соответствующие операторы с масштабной размерностью $l = l_\varphi$ для $D_\mu\varphi$ и $l=0$ для $D_\mu V_\nu$ и $D_\mu\sigma$. Из найденных законов преобразования полей и ковариантных производных следует правило построения конформно-ковариантного лагранжиана: из полей и ковариантных производных образовать лоренц-ковариантный лагранжиан с последующим умножением каждого его члена на $\exp\{-(\sum_\varphi l_\varphi + 4)\sigma\}$, где φ пробегает все поля - сомножители (кроме V_μ и σ) в этом члене.

Вычисляются одновременные коммутаторы, включающие "улучшенный" тензор энергии импульса $\Theta_{\mu\nu}$ /I4,I5/. Учитывая локальность и микропричинность, можно их записать в следующем общем виде:

$$[\Theta_{\mu\nu}(x), \varphi_\alpha(y)]_{x_0=y_0} = \sum_{r=0}^{n} F^{(\varphi)}_{\alpha;\mu\nu,k_1k_2\ldots k_r}(y)\,\partial^{k_1}_{(x)}\partial^{k_2}_{(x)}\ldots\partial^{k_r}_{(x)}\delta(\vec{x}-\vec{y}); \quad (5)$$

Из закона масштабного и специального конформного преобразований для поля φ найдены следующие соотношения для операторов $F^{(\varphi)}_{\alpha;\mu\nu,k_1k_2\ldots k_r}$:

$$F^{(\varphi)}_{\alpha;0k,k} = i l_{\varphi_\alpha}\varphi_\alpha,$$

$$F^{(\varphi)}_{\alpha;00,kk} = 0, \quad 2F^{(\varphi)}_{\alpha;0k,ki} = F^{(\varphi)}_{\alpha;0i,kk}. \quad (6)$$

Эти соотношения, а также соотношения, следующие из закона лоренц-преобразований, позволяют нам полностью определить $[\Theta_{0\mu}(x), \varphi_\alpha(y)]_{x_0=y_0}$ с точностью до швингеровских членов второго порядка.

Обсуждаются размерные свойства улучшенного тензора энергии--импульса. Показано, что компоненты Θ_{00} и Θ_{ii} не имеют определённой размерности, компонента Θ_{0i} имеет определённую размерность, равную - 4, компонента Θ_{ij} $(i \neq j)$ имеет определенную размерность, которая равна - 4 в том и только в том случае, когда

$$\int d\vec{x}\, x_i [\Theta_{0j}(0); \Theta^\mu_\mu(0,\vec{x})] = 0. \quad (7)$$

Из найденных коммутаторов компонент $\Theta_{\mu\nu}$ непосредственно получается "вириальная" теорема /I6/.

П

Во второй главе /I7-I9/ мы рассматриваем круг вопросов, касающихся масштабных свойств полей и токов.

Выведены тождества Уорда для T произведений, включающих конформные токи и полевые операторы. В частности, эти тождества позволяют связать $\Theta^\mu_\mu\varphi\varphi^+$ вершину с соответствующим фейнмановским пропагатором:

$$\Gamma^{(\varphi\varphi^+\theta)}(p,-p) = -i\left[2l_\varphi + 4 + p^\nu\frac{\partial}{\partial p^\nu}\right]\tilde{\Delta}_F(p),$$

$$\frac{\partial\Gamma^{(\varphi\varphi^+\theta)}(p,-p')}{\partial p'^\mu}\bigg|_{p'=p} = -i\left[(4+l_\varphi)\frac{\partial}{\partial p^\mu} + p^\nu\frac{\partial^2}{\partial p^\nu\partial p^\mu} - \frac{1}{2}p_\mu\Box(p) + i\Sigma^{(\varphi)}_{\mu\nu}\frac{\partial}{\partial p_\nu}\right]\tilde{\Delta}_F(p). \quad (8)$$

Формулы (8) использованы для изучения массового формфактора π-мезона, который определяется как матричный элемент от Θ^μ_μ между однопионными состояниями,

$$\theta(p^2, p'^2; t) = \langle\pi(p)|\Theta^\mu_\mu(0)|\pi(p')\rangle, \quad t = (p'-p)^2, \quad (9)$$

и характеризует распределение массы внутри частицы (считаем тензор энергии-импульса $\theta_{\mu\nu}$ источником гравитационного поля). Выведен ряд соотношений, которые позволяют получить оценку среднеквадратичного массового радиуса π-мезона:

$$\langle r_\theta^2 \rangle = \frac{6\,\theta'(m_\pi^2, m_\pi^2; 0)}{\theta(m_\pi^2, m_\pi^2; 0)} \approx \frac{3}{m_\pi^2}. \qquad (10)$$

Для этого была применена также гипотеза ЧСАТ, которая используется при выводе низкоэнергетической теоремы для матричного элемента с мягким пионом.

Указаны некоторые основные масштабные свойства токов. Было показано, что в то время как временная компонента сохраняющихся токов имеет размерность – 3, временная компонента несохраняющихся токов имеет размерность – $(3+\delta)$, где δ может считаться равной нулю лишь в приближении $\theta_\mu^\mu \to 0$. Так, например, для третьей изотопической компоненты аксиального тока мы имеем:

$$\delta = 2i\,\frac{m_N}{G_A} \lim_{|\vec{p}|\to\infty} \frac{(2\pi)^3}{(\vec{\sigma}\vec{p})_{ss}} \sum_{\alpha\neq N} \frac{\delta(\vec{p}-\vec{q})}{(p-q)^2}\cdot$$
$$\cdot\left\{\langle p(\vec{p}s)|\theta_\mu^\mu(0)|\alpha(q)\rangle\langle\alpha(q)|\partial^\nu J^A_{\nu 3}(0)|p(\vec{p}s)\rangle - \left(\theta_\mu^\mu \rightleftarrows \partial^\nu J^A_{\nu 3}\right)\right\} \qquad (11)$$

Что касается пространственных компонент токов, то их размерность, вообще говоря, может отличаться от размерности временной компоненты, а необходимым и достаточным условием для того, чтобы эти размерности были равны друг другу, является

$$\int\limits_{x_0=0} d\vec{x}\, x_i \left[\theta_\mu^\mu(x), J_i(0)\right] = 0 \quad \text{или} \quad \int\limits_{x_0=0} d\vec{x}\, x_i \left[\theta_\mu^\mu(x), J_0(0)\right] = 0. \qquad (12)$$

На основе закона масштабного преобразования аксиального тока получено выражение константы связи $\sigma\pi\pi$:

$$G_{\sigma\pi\pi} = \frac{2\sqrt{2}\,(m_\sigma^2 - m_\pi^2)}{(\ell_\phi - \ell_0 + 1)\, f_\pi}. \qquad (13)$$

При этом были использованы некоторые предположения, такие, как ЧСАТ, насыщение правил сумм нижайшими резонансами, а также предположение о том, что $(\sigma, \vec{\pi})$ преобразуется по представлению (I/2,I/2) киральной группы $SU(2)\times SU(2)$. Выражение (13) хорошо согласуется с экспериментом при $\ell_\phi \approx -1$, $\ell_0 \approx -3$.

Получена также оценка гравитационной константы связи σ-мезона.

На примере электромагнитных формфакторов показано, как можно, исходя из закона масштабного преобразования тока, установить связь между асимптотическими поведениями формфактора π-мезона и формфакторов, соответствующих переходам $\pi \to \alpha$, а также аналогичную связь для формфакторов барионов. Более детально этот вопрос рассматривается в главе У на основе конформно-ковариантного разложения произведения операторов вблизи светового конуса.

III

При определённом предположении о поведении плотности гамильтониана под действием масштабного и кирального преобразований удаётся связать между собой следствия, вытекающие из масштабной и киральной инвариантностей. Этому вопросу посвящается третья глава /13,20/.

Обсуждаются некоторые общие положения, касающиеся размерностей членов, составляющих плотность кирального гамильтониана. Показано, что если плотность гамильтониана θ_{00} может быть представлена в виде

$$\theta_{00} = \tilde{\theta}_{00} + \delta + u, \qquad (14)$$

где $\tilde{\tilde{\theta}}_{00}$ сохраняет одновременно и киральную, и масштабную инвариантность, δ сохраняет только киральную инвариантность и имеет определённую размерность l_δ, u нарушает киральную инвариантность и имеет определённую размерность l_u, то в приближении инвариантности вакуума относительно $SU(3)$ – преобразований мы должны иметь $l_u=-3$. Если, кроме того, считается, что в пределе киральной и масштабной инвариантности псевдоскалярные мезоны являются безмассовыми, то следует также $l_\delta=-3$.

В связи с этим, а также с результатом работы [21] доказано следующее утверждение: если размерности всех членов в части гамильтониана, отвечающей за нарушение масштабной инвариантности, равны – 3, то размерность любого оператора $F(x)$ (если для этого оператора она определяется), который имеет неисчезающий матричный элемент по состоянию покоящегося π-мезона или нуклона, также равна – 3. Это утверждение носит общий характер, для его доказательства не требуется какого-нибудь дополнительного предположения.

Получены правила сумм для спектральных функций ρ_π, ρ_K и ρ_θ соответствующих пропагаторов для дивергенций аксиальных токов и для следа тензора энергии-импульса,

$$\Delta_a(p^2)\equiv\int d^4x\, e^{ipx}\langle 0|T\{\partial^\mu J^A_{\mu a}(x)\cdot\partial^\nu J^A_{\nu a}(0)\}|0\rangle, \tag{15}$$

$$\Delta_\theta(p^2)\equiv\int d^4x\, e^{ipx}\langle 0|T\{\theta^\mu_\mu(x)\,\theta^\nu_\nu(0)\}|0\rangle,$$

в некоторых моделях кирального гамильтониана. Были рассмотрены

случаи, когда часть гамильтониана, нарушающая киральную инвариантность, имеет вид

$$\theta'_{00}=-(u_0+cu_8+g_8), \tag{16}$$

или

$$\theta'_{00}=-(u_0+cu_8+\phi), \tag{17}$$

где u_0 и u_8 – скалярные компоненты представления $(3,\bar{3})+(\bar{3},3)$ киральной группы, g_8 – скалярная компонента представления $(1,8)+(8,1)$, $\phi=\sum_{a=1}^{8}\lambda_{aa}-\frac{4}{3}\sum_{i=1}^{3}\lambda_{ii}-4\lambda_{88}$ ведет себя как член мультиплета 27 с $T=Y=0$ при $SU(3)$ – преобразованиях, λ_{ab} преобразуется по представлению (8,8).

Полученные правила сумм позволяют в приближении полюсной доминантности связать константы распада π-мезона и K-мезона и гравитационную константу связи σ-мезона с размерностями членов в θ_{00}. Так, например, для модели (16), когда $(\theta_{00}-\theta'_{00})$ сохраняет одновременно и киральную, и масштабную инвариантность, имеем:

$$(\sqrt{2}+c)F_\sigma^2 m_\sigma^2=\frac{(l_u+4)(l_g+4)(l_g-l_u)}{\sqrt{2}(2\sqrt{2}-c)l_g+4(1+2\sqrt{2}c)-3(1-\sqrt{2}c)l_u}\cdot$$

$$\cdot\left[\frac{1}{2}(2\sqrt{2}-c)(2\sqrt{2}c+1)f_\pi^2 m_\pi^2+2(\sqrt{2}+c)(1-\sqrt{2}c)f_K^2 m_K^2\right]. \tag{18}$$

Рассмотрены также правила сумм для сигма-членов в мезон-нуклонном рассеянии.

Эти результаты использованы для получения некоторых сведений о размерностях членов, входящих в θ_{00} для той или иной рассматриваемой модели.

IУ

Четвёртая глава /I9,22/ посвящается конформно-ковариантному разложению произведения операторов.

Пусть для произведения двух неприводимых (т.е. симметричных и бесследных) тензорных операторов $A_{\mu_1\ldots\mu_p}(x)$ и $B_{\nu_1\ldots\nu_q}(y)$ с размерностями ℓ_A и ℓ_B имеет место конформно-ковариантное разложение, которое отыскивается в следующем общем виде:

$$A_{\mu_1\ldots\mu_p}(x)B_{\nu_1\ldots\nu_q}(y)=\sum_C\int d^4z\, F^{ABC}_{\mu_1\ldots\mu_p\nu_1\ldots\nu_q\rho_1\ldots\rho_r}(x,y,z)\,C^{\rho_1\ldots\rho_r}(z), \qquad (\mathrm{I}9)$$

где $C^{\rho_1\ldots\rho_r}$ – также неприводимый тензорный оператор (с размерностью ℓ_C). Тензорные функции $F^{ABC}_{\mu_1\ldots\mu_p\nu_1\ldots\nu_q\rho_1\ldots\rho_r}(x,y,z)$ удовлетворяют определённой системе уравнений, вытекающих из требования масштабной и R - инвариантности. Так, например, для случая $p\neq q\neq r\neq p$ мы получаем:

$$F^{ABC}_{\mu_1\ldots\mu_p\nu_1\ldots\nu_q\rho_1\ldots\rho_r}(x,y,z)=g^{ABC}\sum_{i,j,k}\frac{(-1)^{i+j+k}}{2^{i+j+k}}\frac{(p-i)!}{p!}\frac{(q-j)!}{q!}\frac{(r-k)!}{r!}\cdot$$
$$\cdot\left[(x-y)^2\right]^{\frac{1}{2}(\ell_A+\ell_B+\ell_C+4+p+q-r)-i-j+k}\left[(y-z)^2\right]^{\frac{1}{2}(\ell_B-\ell_C-\ell_A-4+q+r-p)-j-k+i}$$
$$\cdot\left[(z-x)^2\right]^{\frac{1}{2}(-\ell_C+\ell_A-\ell_B-4+r+p-q)-k-i+j}$$
$$\cdot\underset{(\mu)}{S}\, g_{\mu_1\mu_2}\cdots g_{\mu_{2i-1}\mu_{2i}}\left[R(x-y)-R(x-z)\right]_{\mu_{2i+1}}\cdots\left[R(x-y)-R(x-z)\right]_{\mu_p}\cdot \qquad (20)$$
$$\cdot\underset{(\nu)}{S}\, g_{\nu_1\nu_2}\cdots g_{\nu_{2j-1}\nu_{2j}}\left[R(y-z)-R(y-x)\right]_{\nu_{2j+1}}\cdots\left[R(y-z)-R(y-x)\right]_{\nu_q}\cdot$$
$$\cdot\underset{(\rho)}{S}\, g_{\rho_1\rho_2}\cdots g_{\rho_{2k-1}\rho_{2k}}\left[R(z-x)-R(z-y)\right]_{\rho_{2k+1}}\cdots\left[R(z-x)-R(z-y)\right]_{\rho_r},$$

где i, j, k принимают целые значения от нуля до $p/2$, $q/2$, $r/2$ соответственно, символы $\underset{(\mu)}{S}$, $\underset{(\nu)}{S}$ и $\underset{(\rho)}{S}$ означают симметризацию по всем индексам μ, ν, ρ в отдельности.

Для разложения произведения спинорных операторов поступаем аналогично.

Указаны также правила отбора для разложения произведения сохраняющихся тензорных операторов.

Полученные результаты непосредственно перенесены затем на нахождение конформно-ковариантных двухточечных и трехточечных корреляционных функций.

На основе конформно-ковариантного разложения произведения операторов вблизи светового конуса выведены формулы для асимптотического поведения формфакторов, возникающих в матричных элементах общего вида $\langle\alpha|A_{\mu_1\ldots\mu_n}|\pi\rangle$ и $\langle\alpha|A_{\mu_1\ldots\mu_n}|N\rangle$, где α – любая допустимая частица.

Для мезонных формфакторов $\Gamma^A_{\pi\alpha}(k^2)$, фигурирующих в уравнении

$$p'^{\mu_1}\ldots p'^{\mu_n}\langle\alpha(p')|A_{\mu_1\ldots\mu_n}(0)|\pi(p)\rangle=\epsilon^{\rho_1\ldots\rho_{J_\alpha}}(p')\,p_{\rho_1}\ldots p_{\rho_{J_\alpha}}\,\Gamma^A_{\pi\alpha}(k^2), \qquad (2\mathrm{I})$$

было найдено:

$$\Gamma^A_{\pi\alpha}(k^2)\underset{k^2\to\infty}{\sim}(k^2)^{-\frac{1}{2}(4+\ell_A+\ell_\pi-n)+\frac{1}{2}\max\limits_{r\geq J_\alpha}(\ell_C+r)-J_\alpha}, \qquad (22)$$

где ℓ_C – размерности операторов, входящих в разложение $T^*(A_{\mu_1\ldots\mu_n}(x)\phi_\pi(0))$.

В частности, для $A_\mu\equiv J^{e.m.}_\mu$, $\alpha\equiv\pi$ формула (22) даёт следующую асимптотику для электромагнитного формфактора π-мезона:

$$F_\pi(t) \underset{t\to-\infty}{\sim} (t)^{-\frac{1}{2}(2+l_\phi)+\frac{1}{2}\max(l_c+r)} \qquad (23)$$

Для барионных формфакторов получаем аналогичный результат. В частности, для электрического формфактора протона имеем:

$$G_E^p(t) \underset{t\to-\infty}{\sim} (t)^{-\frac{1}{2}(1+l_{\psi_p})+\frac{1}{2}\max(l_c+r)} \qquad (24)$$

Здесь l_c - размерности операторов, входящих в разложение $T^*(J_\mu^{e.m.}(x)\bar{\psi}_p(0))$.

У

В поисках путей нетривиального объединения внутренней симметрии с пуанкаре-симметрией был достигнут значительный прогресс с открытием нового типа симметрии - суперсимметрии/23-26/. Отличительной чертой этого нового типа симметрии является то, что она позволяет объединить бозоны с фермионами в неприводимые конечные мультиплеты.

В пятой главе/27/ на основе суперсимметрии и конформной инвариантности мы получаем соотношение для двухточечных и трехточечных корреляционных функций и выражения для масштабной размерности полей через константы, возникающие в этих функциях. Была использована техника, изложенная в работе/26/, где было введено понятие суперполя $\varphi(x,\theta)$.

Из коммутатора генератора масштабного преобразования D и генератора суперпреобразования S_α, $[D,S_\alpha]=\frac{i}{2}S_\alpha$, можно получить

$$[D,\varphi(x,\theta)] = -i\left(l_\varphi - x_\mu\partial^\mu - \frac{1}{2}\theta_\alpha\frac{\partial}{\partial\theta_\alpha}\right)\varphi(x,\theta), \qquad (25)$$

где l_φ - размерность поля $\varphi(x) \equiv \varphi(x,0)$.

Для простоты мы рассматриваем вещественное скалярное суперполе $\phi(x,\theta)$. Из требования суперсимметрии и масштабной инвариантности были получены соотношения следующего типа:

$$l_\phi = -\frac{g_{\psi\psi}}{g_{AA}} = -1+\frac{g_{GG}}{g_{\psi\psi}}-\frac{g_{DA}}{2g_{\psi\psi}} = -1+\frac{g_{FF}}{g_{\psi\psi}}-\frac{g_{DA}}{2g_{\psi\psi}}, \qquad (26)$$

где A, D, ψ, ... - обычные поля, составляющие суперполе $\phi(x,\theta)$; g_{AA}, $g_{\psi\psi}$, ... -константы, возникающие в масштабно-ковариантных выражениях соответствующих двухточечных функций:

$$\langle A(x)A(y)\rangle = g_{AA}\,[(x-y)^2]^{l_\phi},$$
$$\langle\psi(x)\bar{\psi}(y)\rangle = [(x-y)^2]^{l_\phi-\frac{1}{2}}\left\{f_{\psi\psi}+ig_{\psi\psi}\frac{\hat{x}-\hat{y}}{[(x-y)^2]^{1/2}}\right\},\ldots \qquad (27)$$

Если имеет место также конформная инвариантность, то в полученных соотношениях нужно положить $g_{DA}=0$, $f_{\psi\psi}=0$, ...
В этом случае из соотношений суперсимметрии для трехточечных функций мы получаем также

$$l_\phi = -\frac{2G_{\psi\psi A}}{G_{AAA}}, \qquad (28)$$

где G_{AAA} , $G_{\psi\bar\psi A}$ – константы, возникающие в конформно-ковариантных выражениях соответствующих трехточечных функций:

$$\langle A(x)A(y)A(z)\rangle = G_{AAA}\left[(x-y)^2(y-z)^2(z-x)^2\right]^{\frac{1}{2}\ell_\varphi},$$

$$\langle \psi(x)\bar\psi(y)A(z)\rangle = \left[(x-y)^2(y-z)^2(z-x)^2\right]^{\frac{1}{2}\ell_\varphi} \cdot i\left\{G_{\psi\bar\psi A}\frac{\hat{x}-\hat{y}}{(x-y)^2} + G'_{\psi\bar\psi A}\frac{(\hat{x}-\hat{z})(\hat{y}-\hat{z})}{\left[(x-y)^2(y-z)^2(z-x)^2\right]^{1/2}}\right\}. \qquad (29)$$

УI

В течение последних лет большое внимание уделяется также вопросу о возможности формулирования теории сильных взаимодействий в терминах токов, которые рассматриваются как обобщённые координаты физической системы, состоящей из всех адронов.

Содержание последней главы[28,29] относится к теории представлений алгебры токов $SU(6)\times SU(6)$. Вотличие от подхода, рассмотренного в работах[30,31], мы реализуем неприводимые представления алгебры не в гильбертовом пространстве векторов состояния, а в линейных пространствах асимптотических полевых операторов. По существу наш метод представляет собой обобщение присоединённого представления, а именно: представления реализуются в виде коммутационных соотношений между генераторами

$$Q^V_{\mu a} = \int d\vec{x}\, J^V_{\mu a} \quad \text{и} \quad Q^A_{\mu a} = \int d\vec{x}\, J^A_{\mu a} \qquad (30)$$

и асимптотическими полевыми операторами. Подобный метод реализации был применён ранее С. Вайнбергом[32], В.И. Огиевецким[33] и др. при изучении киральной и унитарной симметрий. Такой метод реализации позволяет нам освободиться от трудности, встречающейся при реализации алгебры в гильбертовом пространстве векторов состояния и вызванной тем фактом, что при действии на одночастичные векторы состояния токи переводят их в многочастичные.

Для барионного мультиплета, а также мезонного мультиплета, отличного от 35-плета, мы имеем:

$$[G_I, a^+_{sq}] = a^+_{s'q'}(S_I)_{s'q',sq}, \quad [G_I, b_{sq}] = b_{s'q'}(S_I)_{s'q',sq},$$
$$[G^5_I, a^+_{sq}] = b_{s'q'}(S_I)_{s'q',sq}, \quad [G^5_I, b_{sq}] = a^+_{s'q'}(S_I)_{s'q',sq}. \qquad (31)$$

Здесь через G_I обозначается оператор Q^V_{oa} или Q^A_{ia} , G^5_I – оператор Q^A_{oa} или Q^V_{ia} , a^+_{sq} и b_{sq} – операторы рождения частицы и уничтожения античастицы в покое со спиновым состоянием S и унитарным состоянием q , $(S_I)_{s'q',sq}$ – матричные элементы, определяющие представления.

Для мезонного 35-плета мы имеем соответствующие формулы, отличающиеся от (31) лишь тем, что теперь вместо коммутаторов $[G_I, a^+_{sq}]$, ... стоят "нормальные" коммутаторы.

$$[G_I, a^+_{sq}]_o \equiv [G_I, a^+_{sq}] - \langle 0|[G_I, a^+_{sq}]|0\rangle, \ldots \qquad (32)$$

Были выведены некоторые экспериментальные следствия данной схемы реализации алгебры токов. Эти следствия проявляются в электромагнитных и слабых полулептонных процессах при некоторой определённой кинематике. Так, например, получены значения для вероятности аннигиляции нуклон-антинуклонной пары в покое:

$$W_{p\bar{p}\to e^+e^-} = \frac{9}{4} W_{n\bar{n}\to e^+e^-} = \frac{\pi\alpha^2}{M^2}, \tag{33}$$

получено соотношение дифференциальных сечений процессов

$$\tilde{\nu}_e + p \longrightarrow e^+ + \left\{ \begin{matrix} n \\ \Delta^0 \end{matrix} \right.$$

под нулевым углом:

$$\frac{d\sigma(n)}{d\Omega} \Big/ \frac{d\sigma(\Delta^0)}{d\Omega} \approx \frac{17}{4}. \tag{34}$$

С помощью коммутационных соотношений (31) можно также простым образом получить известный результат из $SU(6)$-симметрии по константе перенормировки слабого взаимодействия $\frac{G_A}{G_V} = \frac{5}{3}$, а также значение константы перенормировки, соответствующей переходу с изменением странности $n \to \Sigma^-$:

$$\frac{g_A(0)}{g_V(0)} \approx -\frac{1}{3} \tag{35}$$

Основные результаты диссертации опубликованы в работах /11-13, 17-20,22,27-29/.

Литература

1. М.А. Марков. Нейтрино, Москва, Наука, 1964; Препринт ОИЯИ, Д2-1269, Дубна (1963).
2. В.А. Матвеев, Р.М. Мурадян, А.Н. Тавхелидзе. Препринты ОИЯИ, Р2-4543 (1969); Р2-4578 (1969); Р2-4824 (1969),Дубна.
3. Н.Н. Боголюбов, В.С. Владимиров, А.Н. Тавхелидзе. ТМФ 12, 3 (1972); 12, 305 (1972).
4. D.V. Shirkov. Nucl. Phys. B 62, 194 (1973).
5. A.V. Efremov, I.F. Ginzburg. Phys. Lett. B 36,371 (1971).
6. А.М. Балдин. Сообщения ОИЯИ, Р7-5808,Дубна (1971).
7. V.I. Ogievetsky. Lett. Nuov. Cim. 8, 988 (1973).
8. А.М. Поляков. Письма ЖЭТФ 12, 538 (1970).
9. A.A. Migdal. Phys.Lett 37B, 98 (1971).
10. G. Mack, I.T. Todorov. Trieste preprint IC-71-139 (1971); Phys.Rev. D8, 1764 (1973).
11. Дао Вонг Дык. ТМФ 13, 75 (1972).
12. Дао Вонг Дык. ТМФ 20, 71 (1974).
13. Дао Вонг Дык. Препринт ОИЯИ, Р2-7866 (1974), Дубна.
14. N.A. Chernikov, E.A. Tagirov. Ann. Inst. H. Poincare 9,109 (1968).
15. C.G. Callan, S. Coleman, R. Jackiw. Ann of Phys. 59, 42 (1970).
16. G. Gell-Mann. Hawai Summer School Lectures, 1969.
17. Дао Вонг Дык. ЯФ 18, 190 (1973).
18. Дао Вонг Дык. ЯФ 19, 424 (1974).
19. Дао Вонг Дык. Препринт ОИЯИ, Р2-8238 (1974),Дубна.

20. Дао Вонг Дык. ЯФ 19, 1115 (1974).
21. S.G. Brown. Phys.Rev.Lett. 27, 347 (1971).
22. Дао Вонг Дык. ТМФ 20, 202 (1974).
23. Ю.А. Гольфанд, Е.П. Лихтман. Проблемы теоретической физики, сборник, посвящённый памяти И.Е. Тамма, стр. 37, Наука, 1972.
24. В.П. Акулов, Д.В. Волков. ТМФ 18, 39 (1974).
25. I.Wess, B. Zumino, Nucl.Phys. B 70, 39 (1974).
26. A.Salam, J. Strathdee. Nucl.Phys. B 76, 477 (1974).
27. Дао Вонг Дык. Препринт ОИЯИ, Р2-8237 (1974), Дубна.
28. Dao Vong Dyc, Nguyen Van Hieu. Nucl.Phys. B78, 403 (1974).
29. Дао Вонг Дык, Нгуен Ван Хьеу. Препринт ОИЯИ, Р2-8415, Дубна. (1974); Nucl.Phys. (in print).
30. R.P. Feynman, M.Gell-Mann, G.Zweig. Phys.Rev.Lett. 13,678 (1964).
31. R.F. Dashen, M. Gell-Mann. Phys.Lett. 17, 142 (1965).
32. S. Weinberg. Phys.Rev. 177, 2604 (1969).
33. В.И. Огиевецкий. ЯФ 13, 187 (1971).

Рукопись поступила в издательский отдел
16 января 1975 года