

ТЕОРЕТИЧЕСКАЯ И МАТЕМАТИЧЕСКАЯ ФИЗИКА

УДК 530.145.6

ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ КЛАССИЧЕСКОГО ЧАСТИЦЕПОДОБНОГО ОБЪЕКТА С КВАНТОВАННЫМ ПОЛЕМ

К. А. Свешников

(кафедра квантовой теории и физики высоких энергий)

Показано, что в окрестности классического частицеподобного кластера между фундаментальными частицами поля возникает специфическое прямое (незапаздывающее) взаимодействие, обусловленное квантовыми флуктуациями центра масс кластера.

Для проверки гипотез [1] о том, что некоторые частицы (например, барионы) должны интерпретироваться как классические частицеподобные кластеры, а не как кванты локального поля, необходимы не только расчет их статических параметров и формфакторов, но и рассмотрение характера квантовых процессов между основными частицами поля на их фоне. Прежде всего в качественном отношении эти процессы отличаются рядом специфических особенностей, связанных с наличием ненулевого фонового поля в виде протяженного частицеподобного объекта. Как пример рассмотрим часто используемое в качестве простой модели нелинейной системы самодействующее скалярное поле в 1+1 измерениях с уравнением движения

$$\square\Phi + U'(\Phi) = 0, \quad (1)$$

которое допускает классическое решение в виде уединенной волны типа кинка или солитона

$$\Phi_0(x, t) = u\left(\frac{x - vt}{\sqrt{1 - v^2}}\right) \quad (2)$$

массы M_0 . Возникновение классической составляющей (2) считается главным эффектом взаимодействия в системе, т. е. M_0 много больше энергии квантованных возбуждений поля. В силу последнего обстоятельства обычно считается [2], что влияние классической составляющей (2) на динамику системы сводится к появлению нулевых групповых мод и статических формфакторов. На самом деле учет конечности M_0 дает малый, но специфический эффект в виде «броуновского движения» классической составляющей за счет импульса отдачи, возникающего при рождении—уничтожении квантов при сохранении полного импульса системы. Если с помощью ковариантного аналога [3] метода коллективных координат Н. Н. Боголюбова [4] перейти в систему центра масс всего поля, то в нерелятивистском $O(M_0^{-1})$ -приближении по движению классического поля за счет импульса отдачи получим [5]

$$\Phi(x, t) = u(x + \Delta(t)) + \Phi(x, t), \quad (3)$$

где $\Delta(t)$ есть смещение центра масс классического поля, обусловленное квантованной компонентой:

$$\Delta(t) = (2M_0)^{-1} \int y dy \left\{ \frac{1}{2} \left(\frac{\partial\Phi}{\partial t} \right)^2 + \frac{1}{2} \left(\frac{\partial\Phi}{\partial x} \right)^2 + V[y; \Phi] \right\} (y, t), \quad (4)$$

поле Φ подчиняется уравнению движения

$$\square \Phi(x, t) + \frac{\partial V}{\partial \Phi} [x + \Delta(t); \Phi(x, t)] = 0, \quad (5)$$

$$V[x; \Phi] = \sum_{n=2} U^{(n)}(u(x))/n! \Phi^n.$$

В пределе $M_0 \rightarrow \infty$ $\Delta(t)$ исчезает и (5) переходит в (1) со сдвигом поля Φ на c -числовую составляющую $u(x)$. При конечной M_0 за счет слагаемых с $\Delta(t)$ возникает специфическое самодействие поля Φ , заключающееся в том, что классический фон, в котором существует поле Φ , непрерывно флуктуирует за счет смещения на $\Delta(t)$, в свою очередь порождаемого полем Φ . В первом исчезающем порядке это самодействие дает в S -матрицу системы следующий вклад ($S = \exp(iU)$):

$$U = \pi M_0^{-1} \left\{ \frac{1}{2} \sum_{f, f'} \left[(\omega_f + \omega_{f'}) \{a_f, a_{f'}^\dagger\} + \int_x \rho_{f'}^* \partial_x \rho_f + (\omega_{f'} - \omega_f) a_f^\dagger a_{f'} \int_x \rho_f^* \partial_x \rho_{f'} + (\omega_f - \omega_{f'}) a_f a_{f'}^\dagger \int_x \rho_f \partial_x \rho_{f'} \right] \right\}^2, \quad (6)$$

где $a_f^\dagger, a_f$ — операторы рождения—уничтожения, $\rho_f(x)$ — волновая функция бозона с частотой ω_f и подразумеваются соответствующие энергетические δ -функции, в аргумент которых от $a_f^\dagger$ частота входит с плюсом, а от a_f — с минусом. При включении в модель фермионов в (6) в выражении в фигурных скобках добавляется слагаемое

$$\sum_{i, i'} \left[b_i^\dagger b_{i'} \int_x \tilde{\chi}_i^{(+)} \partial_x \chi_{i'}^{(+)} + d_i d_{i'}^\dagger \int_x \tilde{\chi}_i^{(-)} \partial_x \chi_{i'}^{(-)} + b_i^\dagger d_{i'}^\dagger \int_x \tilde{\chi}_i^{(+)} \partial_x \chi_{i'}^{(-)} + d_i b_{i'} \int_x \tilde{\chi}_i^{(-)} \partial_x \chi_{i'}^{(+)} \right], \quad (7)$$

где b_i, d_i , $\chi_i^{(+)}, \chi_i^{(-)}$ — соответственно операторы рождения—уничтожения и волновые функции (анти)фермионных мод. Из (6), (7) следует целый набор пространственно-нелокальных вершин с четырьмя концами, описывающий контактное взаимодействие фундаментальных частиц поля с константой связи $\sim M_0^{-1}$. Эффективно роль «переносчика» такого взаимодействия играет классическое поле кластера (2), отсутствие запаздывания связано с локальностью во времени оператора $\Delta(t)$ (4).

Обобщение (6), (7) на случай большего числа пространственных измерений для сферически симметричного классического решения тривиально. Для несимметричного случая возникают слагаемые, связанные с аналогичной природы возбуждениями вращательных степеней свободы кластера. В то время как выражения (6) и (7) дают вершины с четырьмя концами, в следующих порядках по M_0^{-1} и V «броуновское движение» классического поля за счет усложнения оператора $\Delta(t)$ и релятивистских поправок будет приводить к новым вершинам с пятью, шестью и т. д. концами [5]. Следует еще отметить, что все эти результаты имеют смысл лишь в рамках теории возмущений для слабой связи и в отсутствие высших законов сохранения (полной интегрируемости). Например, для $(\sin \phi)_2$ нетривиальное многочастичное взаимодействие в точном решении вообще отсутствует и в классическом, и в квантовом случаях [6]. Однако, когда разложение по слабой связи является корректным, процессы типа (6), (7) должны учитываться и

могут приводить к качественно новым результатам, например к четырехфермионному взаимодействию без «промежуточного бозона».

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- [1] Zahed I., Brown G. E. // Phys. Rep. C. 1986. 142. P. 1; Broniowski W., Cohen T. D. // Nucl. Phys. 1986. A458. P. 652; Rañada A. // Phys. Rev. 1986. D33, N 6. P. 1714. [2] Раджараман Р. Солитоны и инстантоны. М., 1985; Raczka R., Roszkowski L. // Nuovo Cim. 1985. A90, N 4. P. 435. [3] Свешников К. А. // ТМФ. 1983. 55, № 3. P. 363. [4] Боголюбов Н. Н. // Укр. матем. журн. 1950. 2, № 2. P. 3; Боголюбов Н. Н. Избранные труды. Киев, 1970. Т. 2. С. 499; Khristalev O. A., Razumov A. V., Taganov A. Yu. // Nucl. Phys. 1980. B172. P. 44. [5] Свешников К. А. // ТМФ. 1988. 74, № 3. С. 373. [6] Quantum Spectral Transform Method. Recent Developments. Springer Lecture Notes in Physics. Springer Verlag. Berlin, 1982. V. 151.

Поступила в редакцию
10.04.87

ВЕСТН. МОСК. УН-ТА. СЕР. 3, ФИЗИКА. АСТРОНОМИЯ. 1988. Т. 29, № 5

УДК 530.12:531.51; 539.12.17

ОБОСНОВАНИЕ ЗНАЧЕНИЯ УГЛА ВАЙНБЕРГА В 6-МЕРНОЙ МОДЕЛИ ГРАВИ-ЭЛЕКТРО-СЛАБЫХ ВЗАИМОДЕЙСТВИЙ

Ю. С. Владимиров, А. О. Мирошник

(кафедра теоретической физики)

При отказе от цилиндричности метрики по дополнительным координатам построена 6-мерная ($M^4 \times S^1 \times S^1$) модель гравитационно-электро-слабых взаимодействий. Геометрическая интерпретация угла Вайнберга позволяет определить его значение ($\theta_W = 30^\circ$).

В работах [1, 2] была предложена модель 6-мерной геометрической теории, объединяющая 5-мерную теорию гравитационных и электромагнитных взаимодействий Калуцы—Клейна с моделью электрослабых взаимодействий Вайнберга—Салама. Напомним основные идеи этой модели.

1. Два нейтральных векторных поля B_α и $A(3)_\alpha$ $SU(2) \times U(1)$ -симметричной модели Вайнберга—Салама определяются через диаду 4-мерных составляющих векторных полей λ_α и σ_α :

$$\lambda_\alpha = -\frac{2\sqrt{k}}{c^2} B_\alpha; \quad \sigma_\alpha = -\frac{2\sqrt{k}}{c^2} A(3)_\alpha, \quad (1)$$

возникающих при $1+1+4$ -расщеплении 6-мерного метрического тензора

$$G_{MN} = g_{MN} - \lambda_M \lambda_N - \sigma_M \sigma_N, \quad (2)$$

где индексы M, N пробегает значения: 0, 1, 2, 3, 5, 6, а греческие индексы—значения 0, 1, 2, 3.

2. Скалярные хиггсовские поля вводятся посредством конформного фактора χ , определяющего переход от исходной 6-метрики $\hat{G}_{MN} = -\chi^2 G_{MN}$ к физической интерпретируемой метрике G_{MN} .

3. Постулируется, что спинорные волновые функции и ряд геометрических величин специальным образом зависят от дополнительных координат x^5 и x^6 . Целочисленные гармоники этих зависимостей e_5 и e_6 определяют значения электрического заряда Q (в единицах e), гиперзаряд Y и проекцию изотопического спина T_3 согласно формулам