Письма в ЖЭТФ, том 55, вып. 1, стр. 8 — 12 10 января 1992 г.

О ФАКТОРИЗАЦИИ МАТРИЧНОГО ЭЛЕМЕНТА $K^0 - \bar{K}^0$-СМЕШИВАНИЯ В ЛЕВО-ПРАВО СИММЕТРИЧНЫХ ТЕОРИЯХ

А.А.Пивоваров

Институт ядерных исследований АН СССР
Москва 117312

Поступила в редакцию 14 октября 1991 г.

Методом правил сумм оценена точность гипотезы вакуумной доминантности для матричного элемента $K^0 - \bar{K}^0$-смешивания в лево-право симметричных теориях.

Стандартная модель [1] в настоящее время успешно выдерживает многочисленные прецизионные экспериментальные проверки [2]. Точность проводимых экспериментов такова, что теоретические вычисления требуют последовательного учета радиационных поправок по калибровочным константам связи [3]. Структура этих поправок, как думают, может служить достаточно тонким тестом для всей схемы стандартной модели в целом, а количественное сравнение с экспериментальными данными также может быть использовано для определения таких пока неизвестных параметров стандартной модели как, например, масса t-кварка. Наряду с успешным подтверждением различных предсказаний стандартной модели экспериментаторы ведут напряженные поиски проявления физических эффектов обусловленных выходом за рамки стандартной модели [4]. Одним из направлений таких поисков является попытка обнаружения дополнительных новых калибровочных бозонов [5]. Расширения стандартной модели, содержащие новые калибровочные бозоны, возникают в различных моделях, например, в теориях великого объединения [6] или в моделях, связанных с низкоэнергетическим пределом суперструнных теорий [7]. Весьма простым обобщением стандартной модели является лево-право симметричная модель, основанная на группе $SU_L(2) \times SU_R(2)$ [8]. Для получения ограничений на массы правых калибровочных бозонов W_R можно использовать их вклад в разность масс нейтральных каонов, хорошо известную экспериментально. Для теоретического вычисления этого вклада необходимо оценить матричный элемент локального четырехкваркового оператора, возникающего при выделении вклада малых расстояний из известной box-диаграммы, между состояниями каона и антикаона. Без учета поправок за счет сильных взаимодействий матричный элемент имеет вид $< K^0|\hat{O}_{LR}|\bar{K}^0 >$, $\hat{O}_{LR} = \bar{s}_R d_L \bar{s}_L d_R$, а численные оценки были сделаны в рамках метода трехточечных правил сумм в работе [9], где было обнаружено сильное (в пять раз!) нарушение гипотезы вакуумной доминантности [10] для исследуемого матричного элемента. Этот результат не кажется естественным. Действительно, гипотеза вакуумной доминантности для матричного элемента основана на использовании теоремы Вика в приближении свободных кварковых полей, и это же приближение, т.е. свободные кварковые поля и теорема Вика, используется в качестве ведущей аппроксимации в рамках метода правил сумм [11,12]. Сильное нарушение гипотезы вакуумной доминантности означало бы в данном случае присутствие больших поправок за счет высших степенных слагаемых асимптотического разложения или за счет больших пертурбативных вкладов сильных взаимодействий в коэффициентные функции локальных операторов в рамках метода правил сумм, что в свою очередь вызывает сомнения и в применимости самого метода правил сумм для количественного определения матричного элемента. В настоящей заметке мы покажем, что гипотеза вакуумного насыщения работает вполне удовлетворительно для матричного элемента оператора $\hat{O}_{LR}$, $< K^0|\hat{O}_{LR}|\bar{K}^0 >$. Наш результат существенно отличается от результата, полученного в работе [9]. Причины различий кратко обсуждены в заключение.

В приближении вакуумной доминантности для матричного элемента получаем выражение

$$< K^0|\hat{O}_{LR}|\bar{K}^0 >= -\frac{1}{2}(g_K^2 + \frac{1}{2N_c} f_K^2 m_K^2) = -\frac{1}{2}(\frac{f_K m_K^2}{m_s + m_d})^2 (1 + \frac{1}{2N_c}\frac{(m_s + m_d)^2}{m_K^2}),$$

$$g_K = \frac{f_K m_K^2}{m_s + m_d} = -\frac{< \bar{s}s > + < \bar{d}d >}{f_K}. \qquad (1)$$

Заметим, что в киральном пределе, т.е. в пренебрежении членами, пропорциональными массам кварков m_q, результат имеет вид

$$< K^0|\hat{O}_{LR}|\bar{K}^0 >^{\text{ch lim}} = -\frac{1}{2} g_K^2 = -\frac{1}{2}\left(\frac{< \bar{s}s > + < \bar{d}d >}{f_K}\right)^2,$$

причем часть, подавленная в киральном пределе, составляет всего 2% от полного ответа. Такая малость связана не только с подавлением за счет малости масс легких кварков d и s, но и с дополнительным подавлением этого вклада по числу цветов. Из оценки (1) видно, что для проверки справедливости гипотезы вакуумной доминантности можно ограничиться вычислениями в киральном пределе сильных взаимодействий.

Для получения надежного результата в рамках метода правил сумм необходимо аккуратно выделять вклад интересующего нас матричного элемента в функцию Грина, используемую для вычисления операторного разложения. Мы рассмотрим следующую функцию Грина

$$T^{\mu\nu} = \int < 0|Tj^\mu(x)\hat{O}_{LR}(0)j^\nu(y)|0 > e^{ipx - ip'y} dx dy = p^\mu p'^\nu T(p^2, p'^2, pp') + ..., \qquad (2)$$

где $j^\mu = \bar{d}\gamma^\mu\gamma_5 s$. В ведущем приближении асимптотическое разложение амплитуды $T(p^2, p'^2, pp')$ в евклидовской области изменения переменных p^2, p'^2 при $p^2, p'^2 \to \infty$ имеет вид

$$T(p^2, p'^2, pp') = \frac{< O_4 >}{p^2 p'^2} + ...,$$

$$< O_4 > = 2 < (\bar{d}_R d_L + \bar{s}_R s_L)(\bar{d}_L d_R + \bar{s}_L s_R) > + < \bar{s}_R d_L \bar{d}_L s_R > + < \bar{s}_L d_R \bar{d}_R s_L > . \qquad (3)$$

В выражении (3) опущено слагаемое, приводящее к кирально подавленному вкладу в матричный элемент. Допуская справедливость вакуумной факторизации для оценки вакуумных средних четырехкварковых операторов, получаем

$$< O_4 >^{fact} = \frac{1}{2}(< \bar{s}s > + < \bar{d}d >)^2 \qquad (4)$$

или

$$T(p^2, p'^2, pp') = 2\Pi(p)\Pi(p'), \qquad (5)$$

где

$$\int <0|Tj^{\mu}(x)\bar{s}_R d_L(0)|0> e^{ipx}dx = p^{\mu}\Pi(p), \quad \Pi(p) = \frac{1}{2}\frac{<\bar{s}s> + <\bar{d}d>}{p^2}. \qquad (6)$$

Таким образом ведущий вклад в асимптотику функции Грина (2) полностью факторизуется.

Подчеркнем, что результат (3) с учетом приближения (4) и представления (5) совершенно естествен, поскольку для его получения использовалась только теорема Вика для свободных кварковых полей. Если ограничиться полученным порядком асимптотического разложения для функции Грина (2) и определить матричный элемент, скажем, на основе использования локальной дуальности [13], то получаем, что вакуумная доминантность для матричного элемента выполняется точно. Отметим, что для коррелятора $\Pi(p)$ формула (6) дает точный ответ в киральном пределе, если пренебречь вкладами многочастичных состояний, например, вкладом трех каонов.

Поправки к приближению вакуумной доминантности для матричного элемента возникают, следовательно, из нескольких источников. Это поправки за счет операторов более высокой размерности, чисто теоретиковозмущенческие поправки к коэффициентной функции ведущего четырехкваркового оператора, поправки за счет так называемых билокальных вкладов. Все эти поправки в принципе вычислимы, но существуют еще неопределенности связанные с приближенной оценкой вакуумных средних локальных операторов. Так, точность приближения (4) для четырехкварковых операторов, определяющих ведущий вклад в матричный элемент для LL оператора $\bar{s}_L\gamma^{\mu}d_L\bar{s}_L\gamma_{\mu}d_L$ была оценена в работе [14] и оказалась на уровне около 20%.

Ведущая степенная поправка к выражению (3) дается вакуумными средними локальных операторов размерности 8, например, оператора $\bar{s}_R\sigma^{\mu\nu}d_L\bar{s}_L G_{\mu\nu}d_R$, $G_{\mu\nu}$-тензор напряженности глюонного поля. Вакуумные средние всех таких операторов оказались равны нулю в приближении вакуумного прокладывания. Всеми поправками порядка α_s к коэффициентным функциям локальных операторов мы в данной работе пренебрегаем, оставляя их для более обстоятельной статьи. Коэффициентная функция билокального оператора определяется асимптотическим разложением произведения $\int Tj^{\mu}(x)j^{\nu}(0)e^{ipx}dx$, оказывается подавленной множителем α_s и в нашем приближении учитываться не будет.

Итак, используя стандартную процедуру обработки правил сумм [15] получаем, что в киральном пределе гипотеза вакуумной доминантности работает поскольку отсутствуют источники ее сильного нарушения. Включение малых поправок за счет ненулевых масс d- и s-кварков, очевидно, не может существенно изменить результат вычислений. Более детальный анализ показывает, что ведущий вклад по параметрам нарушения киральной симметрии (массам кварков) тоже полностью факторизуется. Аналогичное рассмотрение справедливо и для оператора $\hat{O}'_{LR} = \bar{s}_R\gamma^{\mu}d_R\bar{s}_L\gamma_{\mu}d_L$, который смешивается с оператором $\hat{O}_{LR}$ при учете однопетлевых глюонных поправок. Ведущая асимптотика для соответствующей скалярной амплитуды функции Грина, содержащей кирально не подавленный вклад в матричный элемент оператора $\hat{O}'_{LR}$, имеет вид

$$T^{\mu\nu}(p^2, p'^2, pp') = \int <0|Tj^{\mu}(x)\hat{O}'_{LR}(0)j^{\nu}(y)|0> e^{ipx-ip'y}dxdy =$$

$$p^{\mu}p'^{\nu}\frac{1}{N_c}\frac{(<\bar{s}s> + <\bar{d}d>)^2}{p^2p'^2} + \ldots$$

и приводит к справедливости гипотезы вакуумной доминантности. Подчеркнем, что для этого оператора вычисления в киральном пределе менее надежны, поскольку ведущий вклад оказывается подавленным при счете по $1/N_c$

$$< K^0|\hat{O}'_{LR}|\bar{K}^0 >= -\frac{1}{2}\left(\frac{2}{N_c}g_K^2 + f_K^2 m_K^2\right).$$

Остановимся кратко на отличиях наших вычислений от вычислений работы [9]. Авторы работы [9] не проводили различия между вкладами с разной степенью кирального подавления. Выбор интерполирующего оператора каона в виде $j = \bar{d}\gamma_5 s$ для оператора $\hat{O}_{LR} = \bar{s}_R d_L \bar{s}_L d_R$ приводит к трудности выделения ведущего факторизуемого вклада. Именно, необходимо построить аккуратную процедуру вычитания из полной трехточечной функции Грина произведения $\Pi_s(p)\Pi_s(p')$ двух нетривиальных, в отличие от нашего подхода, корреляторов вида

$$\Pi_s(p) = \int < 0|Tj(x)\bar{s}_R d_L(0)|0 > e^{ipx}dx$$

с асимптотикой

$$\Pi_s(p) = \frac{3}{16\pi^2}p^2\ln(p^2/\mu^2) + \frac{< \alpha_s G^2 >}{16\pi p^2} - \frac{44\pi\alpha_s < \bar{q}q >^2}{27p^4} + \dots .$$

Произведение $\Pi_s(p)\Pi_s(p')$ представляет собой полностью факторизуемый вклад и, очевидно, приводит к значению $B = 1$, диктуемому гипотезой вакуумной доминантности. Этот результат, однако, не просто получить при прямом численном анализе правил сумм. Одним из возможных способов проверки точности метода, использованного в [9], является тест на воспроизведение значения $B = 1$ для произведения $\Pi_s(p)\Pi_s(p')$.

Мы надеемся подробно обсудить ограничения на массы правых калибровочных бозонов, следующие из нашего результата, в более детальной работе.

В заключение подчеркнем еще раз, что удачный выбор интерполирующих токов для каонов в нашем подходе позволил явно выделить факторизуемую часть асимптотики функции Грина и показать, что нефакторизуемые поправки к ней не могут быть велики.

1. Glashow S.L., Nucl. Phys., 1961, 22, 579; Weinberg S., Phys. Rev. Lett., 1967, 19, 1264; Salam A., In: Elementary Particle Theory, Ed. N.Svartholm (Almqvist and Wiksel, 1968).
2. Jarlskog C., Preprint CERN-TH.5740/90, 1990.
3. Halzen F., Kniehl B.A., Stong M.L., Preprint MAD/PH/643, 1991; Peccei R.D., Peris S., Preprint UCLA/TEP/91/13, 1991.
4. Mohapatra R.N., Preprint UMdPhysics Publication 90-200, 1990; Nilles H.P., Preprint MPI-PAE/PTh 75/90.
5. Gonzalez-Garcia M.C., Valle J.W.F., Preprint FTUV/90-15, 1990.
6. Hewett J., Rizzo T., Phys. Rep. C, 1989, 183, 193.
7. Candelas P. et al., Nucl. Phys. B, 1986, 258, 85.
8. Mohapatra R.N., Senjanovic G., Phys. Rev. Lett., 1980, 44, 912; Phys. Rev. D, 1981, 23, 165; Furuglio F., Maiani L., Masiero A., Phys. Lett. B, 1989, 233, 512.

9. Colangero P., Nardulli G., Phys. Lett. B, 1991, 253, 54.
10. Gaillard M.K., Lee B.W., Phys. Rev. D, 1974, 10, 897.
11. Logunov A.A., Soloviev L.D., Tavkhelidze A.N., Phys. Lett. B, 1967, 24, 181; Chetyrkin K.G., Krasnikov N.V., Tavkhelidze A.N., Phys. Lett. B, 1978, 76, 83.
12. Shifman M.A., Vainshtein A.I., Zakharov V.I., Nucl. Phys. B, 1979, 147, 385.
13. Chetyrkin K.G. et al., Phys. Lett. B, 1986, 174, 104.
14. Chetyrkin K.G., Pivovarov A.A., Nuovo Cim. A, 1988, 100, 899.
15. Pivovarov A.A., Nucl. Phys. B(Proc.Suppl.), 1991, 23, 419.