

## ШИРИНА РАСПАДА $\pi^0 \rightarrow 2\gamma$ И ДИНАМИЧЕСКОЕ НАРУШЕНИЕ КИРАЛЬНОЙ СИММЕТРИИ В КХД

Т.И. Маглаперидзе, Ф.Г. Ткебучава

*Показано, что в рамках динамического нарушения киральной симметрии в КХД ширина распада  $\pi^0 \rightarrow 2\gamma$  существенно зависит от вида кваркового пропагатора в неасимптотической области евклидовых четырехимпульсов.*

Являясь голдстоуновской частицей,  $\pi$ -мезон одновременно есть обычный адрон — связанное состояние кварк-антикварковой пары. Поэтому юкавская вершина  $\pi$ -мезонного поля должна иметь неточечный характер. В данной заметке вычисляется ширина распада  $\pi^0$ -мезона из треугольной кварковой диаграммы с учетом нелокального характера юкавской вершины  $\pi^0$ -мезонного поля в рамках динамического нарушения киральной симметрии в КХД.

Рассмотрим лагранжиан КХД, инвариантный относительно  $SU(2) \times SU(2)$  флейворовых киральных преобразований. Для сильносвязанной вершинной функции  $\Gamma_{5\mu}^a$ , связанной с сохраняющимся аксиально-векторным током

$$J_{5\mu}^a(x) = \bar{q}(x) \gamma_\mu \gamma_5 \tau^a q(x),$$

в аксиальной калибровке имеем тождество Уорда — Фрадкина — Такахаша

$$q_\mu \Gamma_{5\mu}^a(p', p) \equiv (p'_\mu - p_\mu) \Gamma_{5\mu}^a(p', p) = \gamma_5 S^{-1}(p) \tau^a + S^{-1}(p) \gamma_5 \tau^a, \quad (1)$$

где  $S(p)$  — точный кварковый пропагатор. Впервые Политцером в /1/ была высказана мысль, что наличие вакуумного конденсата кварков может индуцировать зависящую от переданного импульса массу кварка и в результате реализуется намбу — голдстоуновское нарушение киральной симметрии. Пусть для обратного кваркового пропагатора в результате спонтанного нарушения киральной симметрии имеем

$$S^{-1}(k) = k + \Sigma(k),$$

где  $\Sigma(k) \neq 0$  является массовым оператором кварка. Тогда для того, чтобы (1) выполнялось в пределе  $q_\mu \rightarrow 0$ , в левой части данного тождества в точке  $q^2 = 0$  должен существовать полюс, что указывает на появление псевдоскалярной голдстоуновской частицы —  $\pi$ -мезона\*. Вычислив вычет в  $q^2 = 0$  из (1) в пределе  $q_\mu \rightarrow 0$ , получаем для эффективной  $\pi$ -мезонной юкавской вершины

$$\Gamma_{ps}^a(p) = \Sigma(p) \tau^a \gamma_5 / f_\pi(0). \quad (2)$$

Точное выражение для  $f_\pi(0)$ , константы распада  $\pi$ -мезона, было найдено в /3/. При больших евклидовых четырехимпульсах  $\Sigma(p)$  (в поперечной калибровке) имеет вид /1/

\* Выражение (1) справедливо в аксиальной калибровке, однако для того приближения ("динамическая теория возмущений" /2/), в котором вычислено (3), тождество (1) справедливо и в других калибровках.

$$\Sigma(-p^2) = \Sigma(M^2) [M^2/(-p^2)] \left\{ \ln(M^2/\Lambda^2) / \ln[(-p^2)/\Lambda^2] \right\}^{1-d}, \quad (3)$$

где  $M$  — соответствующий (евклидовый) импульс нормировки. О зависимости от  $p^2$  величины  $\Sigma(p^2)$  в неасимптотической области имеются некоторые соображения. Следуя работе /2/, в качестве экстраполяции выражения (3) можно рассмотреть

$$\Sigma(p^2) = m^3/p^2. \quad (4)$$

Вычисляя из кварковой треугольной диаграммы  $T_{\mu\nu}$  амплитуду распада  $\pi^0 \rightarrow 2\gamma$ , с учетом (2) и (4) получаем

$$T_{\mu\nu} = (e^2/4\pi^2) \epsilon_{\mu\nu\rho\sigma} k_1^\rho k_2^\sigma (1/3f_\pi(0)). \quad (5)$$

С учетом (2) и (4) величина  $f_\pi(0)$  была вычислена в /2/, и экспериментальное значение, равное 93 МэВ, для  $f_\pi(0)$  достигается при  $m = 427$  МэВ. При этом, как следует из (5), ширина распада  $\pi^0 \rightarrow 2\gamma$  будет в три раза меньше экспериментального значения, равного 7,4 МэВ.

Более подробный анализ зависимости  $\Sigma(p^2)$  от  $p^2$  в неасимптотической области показывает, что  $\Sigma(p^2)$  при малых  $p^2$  должна стремиться к константе /4, 5/. Следуя /4/, рассмотрим для  $\Sigma(p^2)$  следующее выражение:

$$\Sigma(p^2) = M \xi^2 / (\xi^2 - p^2), \quad (6)$$

где  $\xi$  — константа размерности массы. Тогда из (6) и (2) для  $T_{\mu\nu}$  получаем

$$T_{\mu\nu} = (e^2/4\pi) \epsilon_{\mu\nu\rho\sigma} k_1^\rho k_2^\sigma (1/f_\pi(0)) Q(M^2/\xi^2). \quad (7)$$

Функция  $Q(z)$  вычислена на ЭВМ и дается кривой, показанной на рис. 1 ( $z = M^2/\xi^2$ ). Экспериментальное значение для  $f_\pi(0)$ , вычисленного с учетом (6), достигается при следующих значениях параметров:  $M \approx 300$  МэВ,  $\xi \approx 850$  МэВ /4/. Для этих значений параметров  $M$  и  $\xi$  из (7) получаем, что ширина распада  $\pi^0 \rightarrow 2\gamma$  будет на 10% отличаться от экспериментального значения.

Отметим, что член, связанный с аксиальной аномалией, который следует добавить в правую часть (1) во внешнем электромагнитном поле, в пределе  $q_\mu \rightarrow 0$  вклада в тождества (1) не дает, и поэтому  $T_{\mu\nu}$  определяется не аксиальной аномалией, а аномалией другого содержания — пертурбативной аномалией.

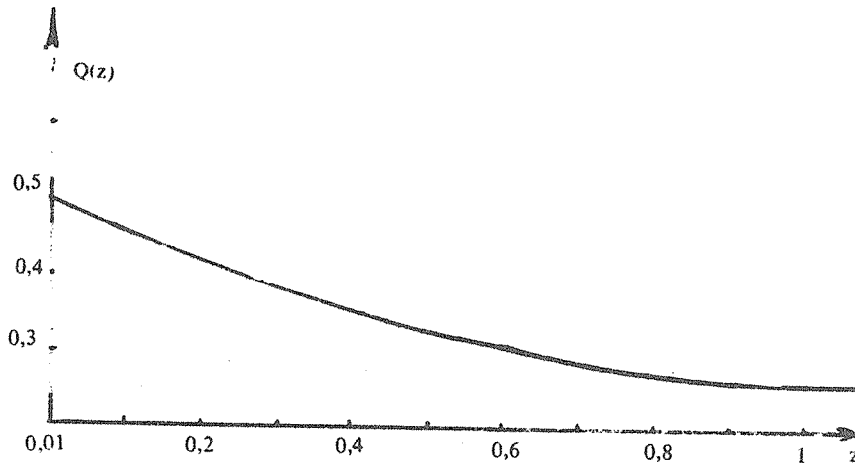


Рис. 1

Суть ее заключается в том, что исходная теория не содержит массового параметра, или иначе уравнение Швингера – Дайсона, нетривиальным решением которого фактически является  $\Sigma(p)$ , масштабно-инвариантно, однако эта инвариантность нарушается граничным условием /3, 6/

$$\Sigma(p^2 = m^2) = m. \quad (8)$$

Величина  $\Sigma(p^2)$  зависит от калибровки, однако если динамическую массу, обозначенную через  $m$ , определить условием (8), то тогда  $m$  не будет зависеть от калибровки /7/. Хотя динамическая масса  $m$ , определенная по (4), удовлетворяет условию (8), но результат вычисления  $T_{\mu\nu}$  оказывается неудовлетворительным. В качестве однопараметрической экстраполяции решения (3) можно рассмотреть следующее выражение:

$$\Sigma(p^2) = \Sigma(M^2) M^2 / (2M^2 - p^2). \quad (9)$$

Экспериментальное значение для  $f_\pi(0)$  с учетом (9) достигается для  $\Sigma(M^2) \approx 300$  МэВ при импульсе нормировки  $M \approx 500$  МэВ. Вычисленная с учетом (9) ширина распада будет точно совпадать с экспериментальным значением. Если потребовать, чтобы (9) удовлетворяло условию (8), тогда ширина распада  $\pi^0 \rightarrow 2\gamma$  будет отличаться от экспериментального значения на 10%, однако для  $f_\pi(0)$  значение 93 МэВ достигается при  $m \approx 600$  МэВ.

Таким образом, из приведенного анализа следует, что ширина распада  $\pi^0 \rightarrow 2\gamma$ , вычисленная из кварковой треугольной диаграммы в киральном пределе, существенно зависит от поведения кваркового пропагатора в неасимптотической области, и этот процесс определяется в основном большими расстояниями или областью сильной связи.

Один из авторов (Т.М.) выражает глубокую благодарность В.Я. Файнбергу за внимание к работе и обсуждения.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Politzer H. D. Nucl. Phys., B117, 397 (1976).
2. Pagels H., Stokar S. Phys. Rev., D20, 2947 (1979).
3. Jakiw R., Johnson K. Phys. Rev., D8, 2386 (1973).
4. Cornwall J. Phys. Rev., D22, 1452 (1980).
5. Reinders L. J., Stam K. Phys. Lett., 180B, 125 (1986).
6. Maris Th., Herscovitz V., Jacob G. Phys. Rev. Lett., 12, 313 (1964).
7. Elias V., Scadron M., Tarrach R. Phys. Lett., 173B, 184 (1986).

Поступила в редакцию 13 июля 1988 г.