При бомбардировке «толстой объемной» мишени протонами с энергией выше порога парного рождения K^--мезонов эффект Гелл-Манна — Пайса — Пиччиони может существенно увеличивать поток K^--мезонов. Как заметил М. Подгорецкий, это может иметь практический интерес для выполнения опытов, где требуется максимальное отношение K^-/π^-.

Можно также указать на относительно большую вероятность «изменения знака» K^+-мезонов при последовательных ядерных взаимодействиях ($K^+ \to \theta^0 \to \widetilde{\theta^0} \to K^-$). При бомбардировке пучком K^+-мезонов «толстой объемной» мишени отношение числа заряженных мезонов, рассеянных с изменением знака, к числу заряженных мезонов, рассеянных без изменения знака, будет, как и в предыдущем случае, по порядку величины равным 0,01.

Объединенный институт ядерных исследований

Поступило в редакцию 22 ноября 1956 г.

Литература

[1] M. Gell-Mann, A. Pais. Phys. Rev., **97**, 1387, 1955; Я. Зельдович. УФН, **59**, 377, 1956.— [2] W. Fowler, R. Shutt, A. Thorndike, W. Whittemore. Phys. Rev., **93**, 861, 1954; D. Steinberger Proc. Rochester Conference, 1956.— [3] М. Баландин, Б. Балашов, В. Жуков, Б. Понтекорво, Г. Селиванов. ЖЭТФ, **29**, 265, 1955.— [4] M. Gell-Mann. Proc. Pisa Conference, 1955.— [5] A. Pais, O. Piccioni. Phys. Rev., **100**, 1487, 1955.

О РАСПРЕДЕЛЕНИИ ВЗАИМОДЕЙСТВУЮЩИХ ФЕРМИ-ЧАСТИЦ ПО ИМПУЛЬСАМ

А. Б. Мигдал

Рассматривается система, состоящая из большого числа взаимодействующих между собой ферми-частиц. Можно ожидать, что среди возбужденных состояний системы будут такие состояния, энергия которых может быть представлена как сумма энергий квазичастиц. Энергия квазичастицы с импульсом p

$$\varepsilon_p = v_0 (p - p_0),$$

p_0 — граничный импульс ферми-заполнения для квазичастиц; $v_0 = v(p_0)$ — скорость квазичастиц на поверхности Ферми; $p > p_0$ соответствует квазичастице, $p < p_0$ — дырке. Импульс p_0 может не совпадать с граничным импульсом p_0^0, определяемым из плотности

$$p_0^0 = (3\pi^2 n)^{1/3}, \qquad (\hbar = 1).$$

Легко видеть, что квазичастицы имеют затухание, пропорциональное $(p - p_0)^2$. Это означает, что для p, не близких к p_0, при достаточно сильном взаимодействии возбужденное состояние системы не может быть описано при помощи квазичастиц. При $p \to p_0$ квазичастицы могут описывать состояние системы и при сильном взаимодействии.

Покажем, что распределение частиц по импульсам в основном состоянии имеет скачок при $p = p_0$, при произвольном взаимодействии. Следует подчеркнуть, что речь идет о распределении по импульсам частиц, а не квазичастиц.

Одночастичная функция Грина определяется равенством:

$$G(\mathbf{r}_1, t_1; \mathbf{r}_2, t_2) = i \langle T e^{iHt_1} \Psi(\mathbf{r}_1) e^{-iH(t_1 - t_2)} \Psi^+(\mathbf{r}_2) e^{iHt_2} \rangle, \tag{1}$$

усреднение производится по основному состоянию системы, оператор $\Psi(\mathbf{r}) = \sum a_\mathbf{p} e^{i\,\mathbf{pr}}$, $a_\mathbf{p}$ — оператор уничтожения частицы с импульсом $\mathbf{p}$. При отсутствии внешних полей G зависит только от $r = |\mathbf{r}_1 - \mathbf{r}_2|$ и $\tau = t_1 - t_2$. Разлагая G в ряд Фурье по координатам, получим

$$G(r, \tau) = \sum G(p, \tau) e^{i\,\mathbf{pr}};$$

$$G(p, \tau) = \begin{cases} ie^{iE_0\tau} < a_\mathbf{p} e^{-iH\tau} a_\mathbf{p}^+ >, & \tau > 0, \\ -ie^{-iE_0\tau} < a_\mathbf{p}^+ e^{iH\tau} a_\mathbf{p} >, & \tau < 0. \end{cases} \tag{2}$$

Это выражение позволяет связать функцию $G(p, \tau)$ с распределением частиц импульсам в основном состоянии:

$$n(p) = \langle a_{\mathbf{p}}^{+} a_{\mathbf{p}} \rangle = iG(p, \tau)\,|_{\tau \to -0}.$$

Изображая

$$G(p, \tau) = \int G(p, \varepsilon)\, e^{-i\varepsilon\tau}\, d\varepsilon \,/\, 2\pi,$$

получим

$$n(p) = i \int G(p, \varepsilon)\, e^{-i\varepsilon\tau}\, d\varepsilon \,/\, 2\pi,$$

$$\tau \to -0.$$

В этом выражении нельзя перейти под интегралом к пределу $\tau = 0$, так как интегр $\int G(p, \varepsilon)\, d\varepsilon$ по вещественной оси расходится.

При конечном отрицательном τ можно заменить интеграл по вещественной с интегралом по замкнутому контуру C, состоящему из вещественной оси и бесконечн полуокружности в верхней полуплоскости, после чего можно положить $\tau = 0$. Так образом получаем:

$$n(p) = i \int_C G(p, \varepsilon)\, d\varepsilon \,/\, 2\pi.$$

Функция Грина должна иметь полюсы, соответствующие квазичастицам (з легко увидеть из разложения функции Грина по собственным состояниям систем аналогичного разложению Лемана [1]). Поэтому при p, близком к p_0, имеем

$$G(p, \varepsilon) = Z \,/\, (\varepsilon_p - \varepsilon - i\gamma(p)) + f(p, \varepsilon),$$

$f(p, \varepsilon)$ — функция, регулярная в точке $\varepsilon = \varepsilon_p - i\gamma$, γ определяет затухание ква: частицы и при $p = p_0$ меняет знак, что соответствует правильному знаку затуха у дырки. Константа Z может быть названа перенормировочной константой функ Грина.

При $p < p_0$, $\gamma < 0$ и G имеет полюс в верхней полуплоскости вблизи веществ ной оси. При $p > p_0$, $\gamma > 0$ этот полюс переходит в нижнюю полуплоскость, т. исключается из интеграла по контуру C. Поэтому

$$n(p_0 - 0) - n(p_0 + 0) = Z,$$

так как $0 \leqslant n(p) \leqslant 1$, то перенормировка функции Грина $|Z| \leqslant 1$.

Поступило в редакцию
22 ноября 1956 г.

Литература

[1] H. Lehmann. Nuovo Cim., 11, *4*, 342, 1954; сб. Проблемы совр. физ., *3*, 19

О μ-РАСПАДАХ K-МЕЗОНОВ И ГИПЕРОНОВ

Л. Б. Окунь

Недавно Швингер [1] высказал предположение о том, что слабые взаимодейств μ-мезонов и нейтрино с π-мезонами и K-мезонами являются первичными, элемент ными, а взаимодействия μ-мезонов с гиперонами и нуклонами являются вторичным производными от этого слабого бозон-фермионного взаимодействия. Ниже рассмат ваются некоторые элементарные следствия, вытекающие из этой гипотезы, и возмо ность ее экспериментальной проверки [1].

Итак, пусть взаимодействия, ответственные за распады,

$$\pi^{\pm} \to \mu^{\pm} + \nu \quad \text{и} \quad K^{\pm} \to \mu^{\pm} + \nu,$$

являются первичными, а все другие взаимодействия между μ-мезонами и нейтри с одной стороны, и барионами и тяжелыми мезонами, с другой, представляют со «цепочки» взаимодействий, одним из звеньев которых являются процессы (1). Таки

---

[1] Когда это сообщение было уже написано, был получен машинописный экземпл второй части работы Швингера, в которой содержится ряд результатов данной работ