

- [3] А.М.Афанасьев, Ю.М.Каган. ЖЭТФ, 48, 327, 1965; Ю.М.Каган, А.М.Афанасьев. ЖЭТФ, 49, 1504, 1965.
- [4] K.Alder, A.Bohr, T.Huus, B.Mottelsow, A.Winter. Rev. Mod. Phys., 28, 432, 1956. (Русский перевод см. в сб. "Деформация атомных ядер", ИЛ, 1958.
- [5] В.В.Окороков. ЯФ, 2, 1009, 1965; В.В.Окороков. Письма ЖЭТФ, 2, 175, 1965.

τ -РАСПАД И АЛГЕБРА ТОКОВ

А.И.Вайнштейн, А.Д.Долгов, В.И.Захаров, А.Б.Кайдалов

1. Нелептонные распады K -мезонов в рамках гипотезы частично сохраняющегося аксиального тока (PCAC) и алгебры токов рассматривались в ряде работ [1-4]. В предположении, что гамильтониан слабого взаимодействия H имеет вид произведения тока на ток и матричные элементы медленно меняются при симметричном способе стремления 4-импульсов π -мезонов к нулю, в работе [1] было доказано правило $\Delta T = 1/2$ и связаны вероятности $K \rightarrow 3\pi$ и $K \rightarrow 2\pi$ -распадов. Однако так как величина амплитуды в пределе нулевых импульсов π -мезонов зависит от способа перехода к пределу, то предположение о медленном изменении не является обоснованным. Чтобы учесть быстрое изменение, в работах [3] предполагалось разложение амплитуды по энергиям π -мезонов, но происхождение быстрого изменения не обсуждалось.

В случае распада $K \rightarrow 2\pi$, как было отмечено в работе [4], неоднозначность в вычислении предела амплитуды может быть объяснена полюсным графиком (рис.1).

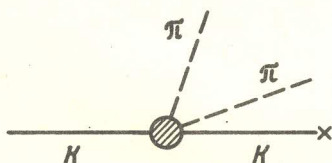


Рис.1

2. В настоящей заметке рассматриваются следствия из предположения о том, что амплитуда $K \rightarrow 3\pi$ -распада представляет собой константу плюс быстроменяющийся вклад от полюсных диаграмм, представленных на рис.2. При этом в физической области быстрое изменение связано с сильной зависимостью [5, 6] амплитуд $\pi\pi$ - и πK -рассеяния от импульсов, а при стремлении импульсов π -мезонов к нулю, учет полюсных графиков позволяет объяснить неоднозначность в вычислении предела. В

рамках рассматриваемой модели доказано правило $\Delta T = 1/2$, найдены отношение вероятностей $K \rightarrow 2\pi$ и $K \rightarrow 3\pi$ -распадов и спектры π -мезонов. Эти величины совпадают с полученными в работах [3].

3. Покажем, что правило $\Delta T = 1/2$ выполнено в настоящей модели, если H имеет вид произведения тока на ток.

Легко видеть, что изменение изотопического спина в полюсных диаграммах (рис.2) определяется свойствами матричного элемента $\langle \pi | H | K \rangle$. В пределе $\pi \rightarrow 0$ $\langle \pi | H | K \rangle$ пропорционален матричному элементу перехода K -мезона в вакуум и содержит, следовательно, только переходы с $\Delta T = 1/2$. Считая, что матричный элемент $\langle \pi | H | K \rangle$ не зависит от импульса π -мезона, получаем правило $\Delta T = 1/2$ для полюсных диаграмм.

Правило $\Delta T = 1/2$ для постоянной части амплитуды следует из связи матричных элементов $\langle 3\pi | H | K \rangle \rightarrow \langle 2\pi | H | K \rangle \rightarrow \langle \pi | H | K \rangle \rightarrow \langle 0 | H | K \rangle$. Еще раз подчеркнем, что при этом предполагается, что все быстрое изменение амплитуд распадов $K \rightarrow 2\pi$ и $K \rightarrow 3\pi$ связано с полюсными графиками.

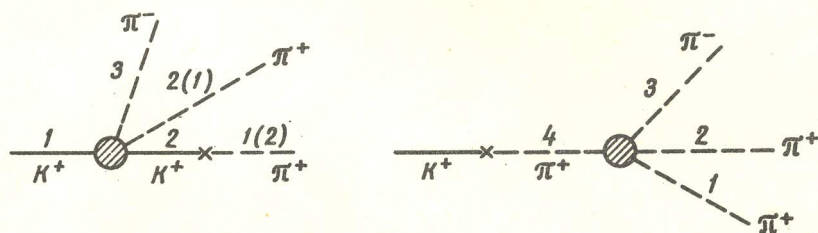


Рис.2

Для доказательства правила $\Delta T = 1/2$ необходимо рассматривать матричные элементы при равных нулю импульсах π -мезонов, что означает несохранение 4-импульса. Можно считать [4], что в диаграммах рис.1, 2 шпурин слабого взаимодействия, помеченный крестиком, уносит недостающий 4-импульс. Такое продолжение амплитуды в точку $\pi_i = 0$ естественно, например, при использовании редукционной формулы.

4. Согласно сделанному предположению, амплитуду $K \rightarrow 3\pi$ -распада можно записать в виде (для определенности мы рассматриваем τ -распад $K^+ \rightarrow \pi^+ \pi^+ \pi^-$)

$$M = r + \langle \pi^+ | H | K^+ \rangle \left\{ \frac{T_{\pi K}(K_1 \rightarrow \pi_3 \pi_1 K_2)}{(K_1 - \pi_3 - \pi_1)^2 - m^2} + \frac{T_{\pi K}(K_1 \rightarrow \pi_3 \pi_2 K_2)}{(K_1 - \pi_3 - \pi_2)^2 - m^2} + \frac{T_{\pi\pi}(\pi_4 \rightarrow \pi_1 \pi_2 \pi_3)}{(\pi_1 + \pi_2 + \pi_3)^2 - \mu^2} \right\}, \quad (1)$$

где $T_{\pi K}$, $T_{\pi\pi}$ — амплитуды πK - и $\pi\pi$ -рассеяния, μ , π_i , m , K_i — массы и импульсы π - и K -мезонов (см. рис.2).

В работе [5] показано, что из гипотезы PCAC следует обращение в нуль $T_{\pi K}$, $T_{\pi\pi}$ в точке, где импульс одного из π -мезонов равен нулю, а

остальные частицы на массовой поверхности. Ограничиваясь квадратичными по 4-импульсам членами, выпишем наиболее общий вид $T_{\pi K}$ и $T_{\pi\pi}$, удовлетворяющих этому условию

$$T_{\pi K}(K_1 \rightarrow \pi_3 \pi_2 K_2) = A[(\pi_2 + \pi_3)^2 - \mu^2] + B[(K_1 - \pi_3)^2 - (K_1 - \pi_2)^2] + C(\pi_2^2 + \pi_3^2 - \mu^2) + D(K_2^2 - m^2) + E(K_1^2 - m^2), \quad (2)$$

$$T_{\pi\pi}(\pi_4 \rightarrow \pi_1 \pi_2 \pi_3) = a[(\pi_1 + \pi_3)^2 - \mu^2 + (\pi_2 + \pi_3)^2 - \mu^2] + b[\pi_1^2 + \pi_2^2 + \pi_3^2 + \pi_4^2 - 3\mu^2], \quad (3)$$

причем в формуле (3) учтена тождественность π_1, π_2 -мезонов (см. рис.2).

Используя предположение о виде одновременного коммутатора аксиальных зарядов, можно найти изотопически нечетные части амплитуд $T_{\pi K}, T_{\pi\pi}$ [6] в пределе $\pi_2 = -\pi_3 \rightarrow 0$, что приводит к соотношениям

$$B = c^2/2, \quad a = -2c^2, \quad (4)$$

где $c = g_{\pi NN}/\sqrt{2}m_N g_A$.

Рассмотрим теперь предельное значение амплитуды τ -распада при $\pi_i \rightarrow 0$. Используя обычные предположения о виде коммутационных соотношений между операторами токов, можно показать, что

$$M \rightarrow 0 \text{ при } \pi_3 \rightarrow 0; \quad (5)$$

$$M \rightarrow c \langle \pi^+ \pi^- | H^- | K^+ \rangle \text{ при } \pi_2 \rightarrow 0. \quad (6)$$

$\langle \pi^+ \pi^- | H^- | K^+ \rangle$ связан изотопическими соотношениями с матричным элементом распада $K^0 \rightarrow \pi^+ \pi^-$. При выводе соотношений (5), (6) учтено, что эффективно выполняется правило $\Delta T = 1/2$.

Матричный элемент $\langle \pi^+ \pi^- | H^- | K^+ \rangle$, который входит в соотношение (6), в прежних предположениях записывается в виде

$$\langle \pi^+ \pi^- | H^- | K^+ \rangle = \langle 0 | H^- | K^+ \rangle \left\{ -B - D + \frac{T_{\pi K}(K_1 \rightarrow \pi_3 \pi_1 K_2)}{(K_1 - \pi_3 - \pi_1)^2 - m^2} \right\}, \quad (7)$$

где мы использовали, что $\langle \pi^+ \pi^- | H^- | K^+ \rangle \rightarrow 0$ при $\pi_1 \rightarrow 0$. Определяя с помощью условия (5) константу r в формуле (1) через параметры πK - и $\pi\pi$ -рассеяния, легко убедиться, что соотношение (6) выполняется без каких-либо предположений о константах A, C, D, E, b .

Таким образом, применение гипотезы РСАС к нелептонным распадам K -мезонов и πK - и $\pi\pi$ -рассеянию является самосогласованным.

5. Пренебрегая членами порядка μ^2/m^2 , амплитуду τ -распада в физической области можно представить в виде

$$M(K^+ \rightarrow \pi^+ \pi^+ \pi^-) = c\sqrt{2} \frac{E_-}{m} M(K_1^0 \rightarrow \pi^+ \pi^-), \quad (8)$$

где E_- — полная энергия π^- -мезона.

Соотношение (8), которое впервые было получено в работах [3], позволяет связать вероятности $K \rightarrow 3\pi$ - и $K \rightarrow 2\pi$ -распадов, а также вычислить спектр π -мезонов в $K \rightarrow 3\pi$ -распаде в хорошем согласии с экспериментом [7]. Совпадение соотношения (8) с результатом работ [3] связано с тем, что при переходе от физической области $K \rightarrow 3\pi$ -распада к физической области $K \rightarrow 2\pi$ -распада полюсный знаменатель в диаграммах рис.2 не меняется с точностью до членов $\sim \mu^2/m^2$.

Авторы благодарны И.Ю.Кобзареву и Л.Б.Окуню за внимание к работе.

Поступило в редакцию
12 декабря 1966 г.

Литература

- [1] M.Suzuki. Phys.Rev., 144, B1154, 1966.
- [2] C.G.Callan, S.B.Treiman. Phys. Rev. Lett., 16, 153, 1966.
- [3] Y.Hara, Y.Nambu. Phys. Rev. Lett., 16, 875, 1966. D.K.Elias, J.C.Taylor. Nuov. Cim., 44, 518, 1966.
- [4] C.Bouchiat, Ph. Meyer. Phys. Lett., 22, 198, 1966.
- [5] S.L.Adler. Phys.Rev., 139, B1638, 1965.
- [6] S.Weinberg. Phys. Rev.Lett., 17, 616, 1966.
- [7] B.M.K.Nefkens. Phys.Lett., 22, 94, 1966.

РАЗРЯДНО-КОНДЕНСАЦИОННЫЙ МЕТОД ДЕТЕКТИРОВАНИЯ СЛЕДОВ ЗАРЯЖЕННЫХ ЧАСТИЦ

З.Ш.Манджавидзе, В.И.Ройнишвили

Предлагаемый ниже новый разрядно-конденсационный метод детектирования следов заряженных частиц объединяет в себе высокую временную разрешающую способность, присущую искровым камерам, с большим временем памяти выделенного события, характерным для конденсационных камер.

Принцип разрядно-конденсационного метода заключается в следующем: электроны ионизации, созданные заряженной частицей в смеси рабочего газа с конденсатом, являются инициаторами газового разряда в импульсном электрическом поле. Амплитуда и длительность электрического импульса подбираются таким образом, чтобы разряд не переходил в видимый. Созданные в результате газового разряда ионы являются центрами конденсации при адиабатическом расширении рабочего объема. Степень расширения выбирается намного ниже порогового значения, необходимого для работы конденсационных камер в обычном режиме, но достаточной для конденсации на больших скоплениях ионов, характерных для таунсендовских лавин.