

КОГЕРЕНТНАЯ МОДЕЛЬ ψ -БОЗОНОВ

И. С. Шапиро

Интерпретация ψ -частиц, как бозонного конденсата, объясняет наблюдаемую подавленность амплитуд чисто пионных каналов распада ψ сравнительно с процессом $\psi \rightarrow 2\pi\psi$

Особенностью ψ -бозонов является сильная подавленность чисто пионных каналов распада, тогда как ширина для электромагнитного распада на e^+e^- имеет тот же порядок величины, что и у других векторных мезонов.

Основная идея данной работы состоит в том, что ψ -бозон представляет собой многочастичную систему типа конденсата — некоторое когерентное состояние пионного поля. В такой модели подавленность распада на конечное число пионов обусловлена тем, что норма состояния распределена по чрезвычайно большому числу частиц. С другой стороны, "сфазированность" составляющих конденсата должна привести к появлению коллективных степеней свободы, взаимодействующих с электромагнитным полем. Благодаря этому распад $\psi \rightarrow e^+e^-$ может быть не менее вероятен, чем аннигиляция двух заряженных адронов на лептонную пару.

В настоящей статье рассматриваются адронные распады ψ -бозонов. Будем считать, для простоты, пионы нейтральными, а частицы ψ безспиновыми. Мы трактуем ψ -бозон как квазичастичное возбуждение пионного конденсата. Тогда, если исходить из канонического преобразования Боголюбова для бозонных операторов, можно связать операторы уничтожения ψ -бозона b с пионными операторами a, a^+ :

$$b(a) = e^{\alpha A} + e^{-\alpha A^+} = ua + va^+, \quad A_+ = (a^+)^2/2, \quad (1)$$

$$u^2 - v^2 = 1, \quad a = v/u \equiv \text{th } \chi$$

(мы опустили здесь индексы, указывающие степени свободы поля).

Нормированные вектора состояний квазичастичного вакуума $|0, \alpha\rangle$ и одноквазичастичного возбуждения $|\alpha\rangle$ над этим вакуумом даются

следующими формулами (см., например, [1]):

$$|0, \alpha\rangle = \text{ch}^{-1/2} \chi e^{\alpha A^+} |0\rangle, \quad |\alpha\rangle = \text{ch}^{-3/2} \chi e^{\alpha A^+} |1\rangle. \quad (2)$$

Здесь $|0\rangle$ и $|1\rangle$ — состояния без пионов и с одним пионом соответственно.

Легко убедиться, что $|0, \alpha\rangle$ содержит состояния только с четным, а $|\alpha\rangle$ — только с нечетным числом пионов. Таким образом G -четность состояния $|\alpha\rangle$, отождествляемого с ψ -частицей, отрицательна. Среднее число пионов в квазичастичном вакууме будет:

$$\bar{n} = \langle 0, \alpha | a^+ a | 0, \alpha \rangle = \alpha^2 (1 - \alpha^2)^{-3/2} \approx e^3 \chi \quad (3)$$

(последнее звено этого равенства справедливо при $e^{\chi} \gg 1$).

Состояния с разными α , описывающие разные квазичастицы, не ортогональны. В частности:

$$\langle 0, \alpha | 0, \alpha' \rangle = \text{ch}^{-1/2} (\chi - \chi'). \quad (4)$$

Учет пространственных степеней свободы поля \mathbf{k} (импульс пиона) приводит к тому что, α становится функцией \mathbf{k} . Спектр квазичастиц и сами функции $\alpha(\mathbf{k})$ должны определяться уравнениями для $\alpha(\mathbf{k})$, вытекающими из динамики поля. Соответствующие векторы состояний являются прямыми произведениями векторов $|0, \alpha(\mathbf{k})\rangle$ или $|\alpha(\mathbf{k})\rangle$ для всех \mathbf{k} . Соотношения (3) и (4) переходят в интегралы по \mathbf{k} (в (3) интегрируется вся экспонента, в (4) — ее показатель). Считая эти интегралы сходящимися, мы будем пользоваться для оценок формулами (3) и (4), подразумевая, что они относятся к некоторому среднему импульсу \mathbf{k} .

Примем, что бозонам $\psi'(3,7)$ и $\psi(3,1)$ соответствуют близкие параметры χ' и χ . Тогда инвариантные амплитуды для распадов $\psi' \rightarrow 3\pi$ и $\psi' \rightarrow 2\pi\psi$ можно записать в следующей форме:

$$M_{3\pi} = g\sqrt{6} \langle 0 | 0, \alpha \rangle = g\sqrt{6} e^{-\chi'^2/2}, \quad (5)$$

$$M_{2\pi\psi} = g'\sqrt{2} \langle 0, \alpha | 0, \alpha' \rangle = g'\sqrt{2} \text{ch}^{-1/2} (\chi - \chi'). \quad (6)$$

Здесь g и g' — константы соответствующих эффективных четырех-бозонных взаимодействий ($\pi^+\pi^+\pi^+\psi'$ и $\pi^+\pi^+\psi^+\psi'$). Смысл этих констант состоит в том, что они учитывают отличие пионов "конденсатных" от реальных и потому по порядку величины должны быть одинаковы. Согласно экспериментальным данным, ширина $\Gamma_{3\pi}$ меньше или сравнима с шириной $\Gamma_{2\pi\psi}$, тогда как инвариантный фазовый объем для трехпионного распада в 260 раз больше чем для перехода $\psi' \rightarrow \psi$. Опираясь на это и полагая $g \approx g'$, $\chi \approx \chi'$, нетрудно получить

$$\chi \gtrsim 7, \quad \bar{n} \gtrsim 10^9.$$

В данной модели большое число частиц в конденсате обусловлено тем, что подавление перехода из квазичастичного вакуума в пионный $\sim \bar{n}^{-1/3}$. Если использовать для описания ψ -частиц обычные (осцилляторные) когерентные состояния (см. [2]), то подавление чисто пионных мод распада ψ будет экспоненциально по \bar{n} . В этом случае вероятности перехода "когерентных вакуумов" друг в друга и в обычный будут

$$|\langle 0, \beta | 0, \beta' \rangle|^2 = e^{-|\beta - \beta'|^2}, \quad |\langle 0 | 0, \beta \rangle|^2 = e^{-|\beta|^2}, \quad (7)$$

причем параметр β связан со средним числом частиц:

$$\bar{n} = |\beta|^2. \quad (8)$$

Рассматривая ψ и ψ' как возбуждения над вакуумом $|0, \beta\rangle$ и используя формулы типа (5) и (6) (с заменой α на β и матричных элементов (3), (4) на (7), (8)), мы получаем

$$\bar{n} \gg 10.$$

Непосредственное использование осцилляторных и когерентных состояний для ψ -частиц формально затруднено тем, что последние имеют отрицательную G -четность. Заметим еще, что в случае осцилляторных когерентных состояний ψ -частицы должны описываться решениями солитонного, а не квазичастичного типа. Частицы ψ и ψ' нужно считать в этом случае проквантованными малыми колебаниями около среднего поля солитонного типа (вроде рассмотренных в работе [3]), отвечающего состоянию "когерентного вакуума" $|0, \beta\rangle$. Однако, основная причина подавленности пионных распадов ψ во всех таких моделях будет одной и той же — трудность перестройки в систему с конечным числом степеней свободы. Количественно это определяется фактором $|\langle 0 | 0, \alpha \rangle|^2$. Очевидно, что сечение всякой реакции с поглощением или рождением ψ будет содержать этот фактор и потому должно быть мало, сравнительно с обычными адронными сечениями.

Рассмотренная возможность описания ψ -частиц интересна тем, что позволяет обойтись без введения новых гипотетических квантовых чисел. Заметим, что прогресс в теории когерентных состояний, достигнутый в последние годы (см. [4]), значительно расширил рамки теоретически обозримых когерентных моделей ограничиваясь тем кругом идей, который связан с нелинейными полевыми гамильтонианами, приводящими к спонтанно нарушенным симметриям.

Автор признателен А.Е.Кудрявцеву, В.А.Карманову и особенно А.М.Переломову за полезные обсуждения.