Письма в ЖЭТФ, том 33, вып.7, стр.384 – 388 *5 апреля 1981 г.*

ИНТЕРПРЕТАЦИЯ "ЭКЗОТИЧЕСКИХ "СОБЫТИЙ МНОЖЕСТВЕННОГО РОЖДЕНИЯ ПРИ ОЧЕНЬ ВЫСОКИХ ЭНЕРГИЯХ

И.В.Андреев

В модели независимого рождения частиц продемонстрировано, что учет изотопических свойств пионов резко изменяет распределения по числу нейтральных и заряженных пионов и позволяет объяснить наличие событий с очень малой (или очень большой) долей нейтральных адронов без привлечения новых физических представлений.

В процессах множественной генерации частиц при соударениях адронов рождаются главным образом π^+-, π^--, π^0-мезоны, в среднем в равном числе. В то же время, в космических лучах при энергиях свыше 100 ГэВ наблюдались события, в которых в конечном состоянии имелось много адронов, $n \sim 10^2$ и отсутствовали π^0-мезоны, так называемые события типа Кентавр [1]. Та как при рождении порядка 10^2 пионов отсутствие π^0-мезонов представлялось крайне маловероятным, то подобные события в ряде работ предлагалось интерпретировать как события, связанные с новыми необычными процессами, такими, как освобождение кварков или рождение большого числа барионов при отсутствии пионов [2].

С другой стороны, давно известны "обратные" события, когда рождаются только γ-кванты (т.е. скорее всего только π^0-мезоны, $\pi^0 \to 2\gamma$) и отсутствуют заряженные частицы [3]. Для объяснения таких событий также предлагались особые механизмы. Мы хотим указать, что при учете изотопических свойств пионов (которые ранее не учитывались) подобные события могут утратить экзотичность – вероятность рождения большого числа пионов без π^0-мезонов (или наоборот, без $\pi^\pm$-мезонов) становится довольно значительной и не противоречащей возможностям наблюдения.

Роль эффектов изотопического спина будет прослежена в рамках модели рождения когерентного состояния пионов (см. [4]). Если бы π^+-, π^--, π^0-мезоны были не связаны между собой, то для конечного пионного состояния мы имели бы:

$$|f\rangle = e^{-c/2} \exp\{ \int d^3k \sum_i f_i(k) a_i^+(k) \} |0\rangle, \tag{1}$$

$$c = \sum c_i = \sum_i \int d^3k |f_i(k)|^2, \quad i = +, -, 0.$$

где a_i^+ – операторы рождения пионов типа i, $|0\rangle$ – пионный вакуум, $|f(k)|^2$ определяет распределение пионов по импульсам ($f_i(k)$ является здесь эффективной плотностью тока-источника пионов). При этом вероятность рождения $\pi^\pm$, π^0-мезонов имела бы такой же вид, как в модели некоррелированных струй и имелось бы распределение Пуассона по числу пионов n_i каждого сорта со средним значением $\langle n_i \rangle = c_i$.

Будем считать f_i компонентами вектора $\mathbf{f}$ в изотопическом пространстве и аналогично a_i, a_i^+ компонентами $\mathbf{a}$, $\mathbf{a}^+$. Состояние $|f\rangle$ в (1) не обладает определенными изоспином I (и электрическим зарядом). Оно содержит состояния с большими значениями I, растущими с ростом числа частиц. Это противоречит сохранению полного изоспина в процессе соударения. Например, при соударении двух нуклонов и рождении лишь пионов изоспин пионной системы не может превышать двух. Для упрощения мы рассмотрим случаи, когда полный изоспин пионов равен 0 и 1. Другие небольшие значения $I \sim 1$ должны приводить к аналогичным результатам при большом числе пионов $n \gg 1$.

Состояние с изоспином I и проекцией I_z возникает при усреднении $|f\rangle$ по направлениям вектора $\mathbf{f}$ в изопространстве с соответствующей сферической функцией $Y_{l,l_z}(\theta,\phi)$ [4]:

$$|f;l,l_z\rangle = e^{-\frac{c}{2}} \int d\Omega_{\mathbf{e}} Y^*_{l,l_z}(\theta,\phi) \exp\{\int d^3k \mathbf{f}(k) \mathbf{a}^+(\mathbf{k})\} |0\rangle, \ \mathbf{f} = f\mathbf{e}, \tag{2}$$

$\mathbf{e}$ – единичный вектор. Нормированные на 1 результирующие распределения по числу рождающихся π^+-, π^--, π^0-мезонов в состояниях с $l = 0,1$ имеют вид

$$W(n_i;l,l_z) \cong \frac{c}{2}\,\frac{2l+1}{1+\beta}\,e^{-c}\,\frac{c^{n_0}(c/2)^{n_+ + n_-}}{n_0!\,n_+!\,n_-!}\,B^2\left(\frac{n_0+1+a}{2},\frac{n_+ + n_- + 2+\beta}{2}\right), \tag{3}$$

где B – бета-функция Эйлера, $n_+ = n_- + l_z$, $n_0 + a$ – четное число и отличны от нуля значения $a = 1$ при $l = 1$, $l_z = 0$; $\beta = 1$ при $l = 1$, $l_z = \pm 1$. Полное среднее число пионов считается большим, $\langle n\rangle = c \gg 1$.

Основное для нас обстоятельство состоит в том, что распределения по числу нейтральных $w_0(n_0)$ и заряженных пионов $w_{ch}(n_{ch})$ при $l = 0,1$ являются гораздо более широкими, чем распределения, полученные без учета ограничений на изоспин пионной системы.

Рассмотрим сначала случай $l = 0$. Суммируя (3) по числу заряженных пионов $n_{ch} = n_+ - n_-$, получаем, что в основной области изменения n_0

$$w_0(n_0, l=0) \cong \frac{1}{\sqrt{2c}}\,\frac{\Gamma\left(\frac{n_0+1}{2}\right)}{\Gamma\left(\frac{n_0}{2}+1\right)}, \ \langle n_0\rangle \cong \frac{c}{3}, \ c - n_0 \gg \sqrt{c}, \tag{4}$$

т.е., например, вероятность событий без π^0-мезонов значительна, составляя здесь свыше 10% при $\langle n\rangle \cong c = 100$. Вероятность $w_0(n_0, l = 0) \sim (n_0 c)^{-1/2}$ медленно падает с ростом n_0 вплоть до $n_0 \sim c$, где $w_0(c, l = 0) \cong 1/2c$ и затем спадает до нуля в области $|n_0 - c| \sim \sqrt{c}$. Такое поведение w_0 может объяснить наличие заметной доли событий типа Кентавр, в которых при $\langle n\rangle \gg 1$ отсутствуют π^0-мезоны. При исходном пуассоновском распределении для w_0 вероятность подобных событий составляла бы $e^{-c/3} \sim e^{-33} < 10^{-14}$, т.е. они не могли бы наблюдаться.

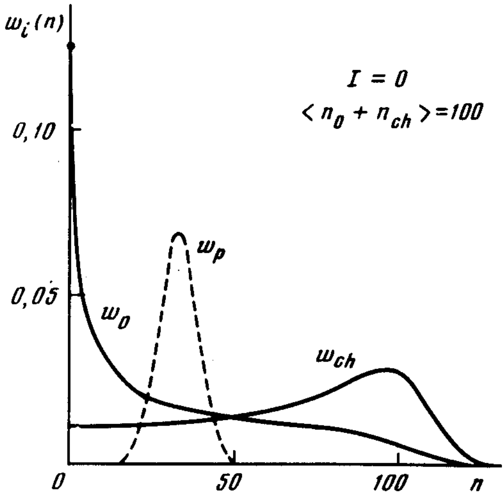
Аналогичным образом, суммируя (3) по n_0 получаем при $c - n_{ch} \gg \sqrt{c}$:

$$w_{ch}(n_{ch}, l = 0) \cong \frac{1}{c}\left(1 - \frac{n_{ch}}{c}\right)^{-1/2}, \ \langle n_{ch}\rangle \cong 2c/3, \tag{5}$$

т.е. опять слабо меняющуюся функцию n_{ch}. Вероятность $w_{ch}(n_{ch}, l = 0)$ медленно растет с ростом n_{ch}, достигая при $n_{ch} \approx c$ максимума,

$$w_{ch}(c, l = 0) \cong \frac{\Gamma(1/4)}{\sqrt{2\pi}\,(2c)^{3/4}} \tag{6}$$

и затем спадает на интервале $|n_{ch} - c| \sim \sqrt{c}$. При этом заметную долю составляют события без заряженных пионов ($w_{ch}(0, I = 0) \cong c^{-1} = 0{,}01$), также наблюдавшиеся в космических лучах. Вероятности w_0 и w_{ch}, рассчитанные по приближенным формулам ($c >> 1$), приведены для иллюстрации на рисунке.



Распределение по числу заряженных ($w_{ch}(n)$) и нейтральных ($w_0(n)$) пионов в состоянии с полным изоспином ноль (n – четные). Пунктиром для сравнения показано распределение $w_p(n)$ для π^+, π^-, π^0, получающееся в той же модели, но без учета изотопической инвариантности

Такие же качественные результаты получаются при выделении состояний с $I = 1$. Мы приведем их лишь для основной области $c - n >> \sqrt{c}$. Асимптотические распределения по числу нейтральных частиц имеют вид

$$w_0(n, I = 1) \cong \begin{cases} 3\sqrt{2}\,\Gamma\left(\frac{n}{2} + 1\right) \Big/ c^{3/2}\,\Gamma\left(\frac{n}{2} + \frac{1}{2}\right) \sim \frac{3}{c}\left(\frac{n}{c}\right)^{1/2}, & I_z = 0, \\ 3(c - n)\,\Gamma\left(\frac{n}{2} + \frac{1}{2}\right) \Big/ (2c)^{3/2}\,\Gamma\left(\frac{n}{2} + 1\right) \sim \frac{3}{2c}\,\frac{c - n}{(cn)^{1/2}} & I_z = 1 \end{cases} \tag{7}$$

и распределения по числу заряженных частиц:

$$w_{ch}(n, I = 1) \cong \begin{cases} \frac{3}{2}\left(1 - \frac{n}{c}\right)^{1/2}, & I_z = 0, \\ \frac{3}{2}(n + 1) / c^{3/2}(c - n)^{1/2}, & I_z = 1. \end{cases} \tag{8}$$

Это – опять очень широкие распределения, удовлетворяющие в основной области своего изменения условиям KNO-скейлинга. Заметим, что для $I = 1$ условия $\langle n_0 \rangle = c/3$, $\langle n_{ch} \rangle = 2c/3$ выполняются лишь при усреднении с равными весами по всем проекциям I_z. Отметим также, что распределения по полному числу пионов для рассмотренных значений изоспинов сохраняют свой исходный (в данной модели пуассоновский) характер, т.е. не уширяются,

$$w(n) \cong 2e^{-c} \frac{c^{n+1}}{(n+1)!} \quad (n = 2m \text{ при } I = 0, \; n = 2m+1 \text{ при } I = 1). \qquad (9)$$

Причиной резкого уширения распределений по числу нейтральных и заряженных частиц является усреднение по относительным величинам проекций f_i при выделении состояний с определенным изоспином в (2). Это приводит к усреднению исходных распределений, имевших резкие максимумы при значениях $c_i \sim |f_i|^2$ и не связано непосредственно с малыми значениями выделенных изоспинов.

Нами была рассмотрена лишь одна из простейших моделей множественной генерации пионов и сделан ряд упрощающих предположений: пренебрегалось рождением других частиц, не учитывалось сохранение импульса, не рассматривались эффекты лидирующих частиц (эти эффекты привели бы к уширению исходных распределений по множественности). Представляется, однако, неправдоподобным, чтобы такие уточнения могли изменить основной качественный результат при большом числе рождающихся пионов.

Автор благодарен Е.Л.Фейнбергу за введение в проблему "экзотических" событий в космических лучах и за полезные обсуждения.

Физический институт им. П.Н.Лебедева
Академии наук СССР

Поступила в редакцию
26 февраля 1981 г.

Литература

[1] C.M.G.Lattes, Y.Fujimoto, S.Hasegawa. Phys. Reports, 65, 151, 1980.

[2] J.D.Bjorken, L.D.McLerran. Phys. Rev., D20, 2353, 1979; J.Dias de Deus, W.A.Rodrigues, Jr. CERN Preprint, TH 2676, 1979.

[3] M.Schein, D.M.Haskin, R.G.Classer. Phys. Rev., 95, 855, 1954.

[4] J.C.Botke, D.J.Scalapino, R.L.Sugar. Phys. Rev., D9, 813, 1973.