ОБЪЕДИНЕННЫЙ
ИНСТИТУТ
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ

ДУБНА

18/VIII-75

P2 - 8878

В.М.Мальцев, С.И.Синеговский

О ЧАСТИЧНО-КОГЕРЕНТНОМ РОЖДЕНИИ АДРОНОВ

1975

P2 - 8878

В.М.Мальцев, С.И.Синеговский

О ЧАСТИЧНО-КОГЕРЕНТНОМ РОЖДЕНИИ АДРОНОВ

Направлено в ЯФ

1. Детальное описание пространственно-временной эволюции процесса взаимодействия требует существования S-матрицы, удовлетворяющей условиям унитарности и причинности [1]. Однако экспериментальные возможности, особенно для множественного рождения частиц, не позволяют извлечь непосредственную информацию о развитии процесса в пространстве-времени. Более того, в квантовой теории поля, согласно теореме Хаага [2], не существует матрицы рассеяния, определенной на отрезке времени от $-\infty$ до t.

Идеи построения расширенной по функции включения взаимодействия $g(x)$ [1-3] матрицы рассеяния, удовлетворяющей аксиомам квантовой теории поля только для значений $g(x)$, бесконечно близких к константе связи g [4] /т.е. $S(g(x))$ - матрицы в окрестности массовой поверхности/, были положены в основу S-матричного подхода к описанию множественной генерации частиц при высоких энергиях [5].

Из представления

$$\frac{dS(g)}{dg} = B_0 S(g) + \sum_{k=1}^{\infty} \int B_k(p_1,\dots p_k;g) : S(g)\phi_{in}(p_1)\dots\phi_{in}(p_k) : dp_1\dots dp_k \qquad /1/$$

и обычного разложения матрицы рассеяния по in-полям

$$S(g) = S^{\circ}(g) \sum_{n=0}^{\infty} \int A_n(p_1,\dots p_n;g) : \phi_{in}(p_1)\dots\phi_{in}(p_n) : dp_1 \dots dp_n \,, \qquad /2/$$

$$S^{\circ}(g) = \langle 0 | S(g) | 0 \rangle$$

получим уравнение

$$\frac{dA_n}{dg} = \frac{1!(n-1)!}{n!} P\left(\frac{1,\dots,n-1}{n}\right) A_{n-1} B_1 +$$

$$+ \frac{2!(n-2)!}{n!} P\left(\frac{1,\dots,n-2}{n-1,n}\right) A_{n-2} B_2 + \dots + \qquad /3/$$

$$+ \frac{(n-1)!1!}{n!} P\left(\frac{1}{2,\dots,n}\right) A_1 B_{n-1} + B_n ,$$

связывающее величины A_n, пропорциональные амплитудам перехода в состояние с n вторичными частицами /для простоты - скалярными бозонами/, с функциями B_k внешних источников, в предположении, что имеется процесс с лидирующими частицами, уносящими значительную часть энергии-импульса начального состояния:

$$a + b \to n + a' + b', \qquad /4/$$

где a', b' - лидирующие частицы.

$$A_n(p_1, \dots p_n; g=0) = \delta_{n0} . \qquad /5/$$

2. Возможны следующие схемы взаимодействия, в которых возникают короткодействующие корреляции среди вторичных частиц.

Соударение начальных частиц приводит к образованию N источников ,испускающих частицы по одной, парами и т.д. Результирующее распределение по множественности рожденных частиц будет содержать короткодействующие корреляции, отражающие существование в промежуточном состоянии связанных комплексов, распадающихся на вторичные частицы:

$$P_n = \sum_{\{\beta\}} \frac{a_1^{\beta_1} \dots a_N^{\beta_N}}{\beta_1! \dots \beta_n!} \delta\left(n - \sum_{k=1}^{N} k\beta_k\right), \qquad /6/$$

где

$$a_k = \frac{1}{(2\pi)^{3k}} \int \frac{d^3p_1}{E_1} \dots \frac{d^3p_k}{E_k} \sum_{i_k} (c_{i_1} \dots c_{i_k} c_k^* +$$

$$+ c_{i_1}^* \dots c_{i_k}^* c_i) \delta\left(\sum_k i_k - k\right),$$

$$c_k = i \int_0^g B_k(p_1, \dots, p_k; g') dg'.$$

Динамической основой такого рода процессов может быть взаимодействие составляющих адроны партонов. Если при соударении не происходит разрушения ни одной из начальных частиц, т.е. нет фрагментации, а возникают возбужденные состояния партонов, которые "высвечивают" когерентным образом адроны, то распределение по множественности будет пуассоновым. Более сложную картину дает, например, учет парных партон-партонных взаимодействий, что вводит поправку к независимому испусканию частиц; величина a_2 представляет значение этой поправки. Распределение по множественности становится распределением мюллеровского типа /5, 6/

$$P_n = e^{-(a_1 + a_2)} \frac{(\sqrt{-a_2})^n}{n!} H_n\left(\frac{a_1}{2\sqrt{-a_2}}\right), \qquad /7/$$

где H_n - полином Эрмита. В последнем случае можно говорить о двух классах источников, функции которых $B_1(p_i; g)$ и $B_2(p_i, p_j; g)$. Обобщая изложенную схему на взаимодействие N партонов, приходим к распределению /6/.

Чтобы наполнить конкретным содержанием величину $B_1(p_i; g)$, сопоставим предлагаемый подход с обобщенной оптической моделью /7/, основанной на модели Чоу-Янга /8/. Заметим, что, вообще говоря, все интегральные характеристики, т.е. распределения по множественности и корреляционные параметры, будут функциями не только начальной энергии, но также и параметра соударения $\vec{b}$, который задает относительное расположение соударяющихся частиц в плоскости, перпендикулярной направлению движения.

Если частицы испускаются статистически независимым образом для каждого значения параметра соударения, плотность источника, которая в нашем случае задается величиной $\int_0^g B_1(p_i;g')dg'$, определяется интегралом перекрытия волновых функций начальных частиц. Гауссова аппроксимация волновых функций, с полушириной распределения b_0, приводит к следующему выражению для плотности источника:

$$\int_0^g B_1(p;g')dg' \sim g e^{-\frac{b^2}{b_0^2}} \exp\left[-\frac{b_0^2 M^2}{s}\left(p_{||}^2+\frac{p_\perp^2+\mu^2}{2}\right)\right], \qquad /8/$$

где M и μ - масса налетающей и вторичной частиц, $p_{||}$ и $p_\perp$ - продольная и поперечная компоненты импульса образованной частицы, s - квадрат полной энергии.

Воспользовавшись ограниченностью поперечного импульса, имеем для средней множественности

$$\langle n(s)\rangle \sim \frac{g^2}{\sigma_{inel}} \int d^2\vec{b}\, e^{-\frac{b^2}{b_0^2}} K_0\left(\frac{b_0^2\mu_\perp^2 M^2}{s}\right), \qquad /9/$$

где $\mu_\perp^2 = \langle p_\perp^2\rangle + \mu^2$, а K_0 - модифицированная функция Бесселя.

В эйкональных моделях условие равенства эйконала единице и переход к асимптотике высоких энергий не только позволяют определить энергетическую зависимость упругого, неупругого и полного сечений, которые растут как $\ell n \ell n s$, но также фиксируют ее для средней множественности

$$\langle n(s)\rangle \sim \frac{\ell n\, s}{\ell n \ell n\, s}. \qquad /10/$$

3. Первый член в правой части уравнения /3/ описывает когерентную или статистически независимую генерацию частиц; остальные дают поправки на коррелированное образование двух, трех и более частиц. Представим все поправки на некогерентность одним членом, пропорциональным основному - когерентному. В этом случае уравнение /3/ примет вид

$$\frac{dA_n}{dg} = \frac{(n-1)!}{n!}(1-a)P\left(\frac{1,\dots,n-1}{n}\right)A_{n-1}B_1 + aP\left(\frac{1,\dots,n-1}{n}\right)A_{n-1}B_n \qquad /11/$$

где a - вес некогерентных одночастичных состояний. Некогерентность здесь понимается в смысле нетождественности одночастичных состояний, поэтому отсутствует множитель $(n-1)!/n!$, учитывающий тождественность перестановок под действием оператора симметризации $P\left(\frac{1,\dots,\ell}{\ell+1,\dots,n}\right)$. Некогерентное рождение может быть обусловлено существованием большого числа мод волновых функций излучаемых адронов [9]. Полученное из предыдущего соотношения /11/ уравнение для вероятностей

$$\frac{dP_n}{dg} = \frac{da_1}{dg}P_{n-1} + (n-1)a\,\frac{da_1}{dg}P_{n-1}, \qquad /12/$$

где P_n - вероятность рождения n - частиц /распределение по множественности/

$$P_n = \frac{n!}{\prod_{k=0}^{n-1}(1+ka)}\,\frac{1}{(2\pi)^{\frac{3n}{2}}}\int A_n A_n^* \frac{d^3p_1}{E_1}\dots\frac{d^3p_n}{E_n},$$

$$\frac{da_1}{dg} = \frac{1}{(2\pi)^{3/2}}\int \frac{d^3p_i}{E_i}\Big[B_1(p_i;g)\int_0^g B_1^*(p_i,g')dg' + B_1^*(p_i;g)\int_0^g B_1(p_i;g')dg'\Big], \qquad /15/$$

преобразуем в уравнение для производящей функции

$$Q(z,g)=\sum_{n=0}^{\infty} z^n P_n \ ,$$

а именно:

$$\frac{\partial Q(z,g)}{\partial g}=\frac{da_1}{dg}\left(zQ+\alpha z^2\frac{\partial Q}{\partial z}\right) \qquad /13/$$

с начальными условиями $Q(z,g=0)=Q(z=0,g)=1$. Решение последнего уравнения есть

$$Q(z,g)=\left[\frac{1-\alpha a_1}{1-\alpha a_1 z}\right]^{1/\alpha}, \qquad (14)$$

и распределение по множественности принимает вид

$$P_n=\frac{1}{n!}\frac{\partial^n Q}{\partial z^n}\Big|_{z=0}=\frac{\Gamma(n+\frac{1}{\alpha})}{\Gamma(n+1)\Gamma(\frac{1}{\alpha})}\left(\frac{\alpha\langle n\rangle}{1+\alpha\langle n\rangle}\right)^n\frac{1}{(1+\alpha\langle n\rangle)^{1/\alpha}}, \qquad (15)$$

где $\langle n\rangle=\dfrac{a_1}{1-\alpha a_1}$ - средняя множественность.

Таким образом, предположение о частично-когерентном характере генерации частиц приводит к распределению Пойя. Это распределение применялось для описания множественной генерации в ряде работ [10]. Характерным свойством распределения /15/ является нелинейное изменение всех корреляционных параметров с ростом средней множественности:

$$f_m=(m-1)!\,\alpha^{m-1}\langle n\rangle^m. \qquad /16/$$

Из соотношений /15/ и /16/ видно, что $\alpha=\dfrac{D^2-\langle n\rangle}{\langle n\rangle^2}$ является величиной, почти не зависящей от энергии.

При $\alpha=1$, т.е. в случае только некогерентного рождения, распределение /15/ переходит в геометрическое

$$P_n=\frac{\langle n\rangle^n}{(1+\langle n\rangle)^{n+1}}, \qquad /17/$$

а в пределе $\alpha\to 0$ становится пуассоновым.

Функция Кобы-Нильсена-Олесена, которая следует из распределения /15/, имеет вид

$$\Psi(x)\equiv\langle n\rangle P_n=\frac{1}{\alpha}\left(\frac{x}{\alpha}\right)^{\frac{1}{\alpha}-1}\frac{e^{-\frac{x}{\alpha}}}{\Gamma(\frac{1}{\alpha})}, \qquad /18/$$

где $x\equiv\dfrac{n}{\langle n\rangle}$.

Недавно было показано [11], что распределение Пойя хорошо согласуются с экспериментальными данными для парциальных сечений образования заряженных частиц в широком диапазоне энергий $pp-12\div 400$ ***ГэВ/с***; $p\bar{p}$ - $-3{,}3\div 14{,}8$ ***ГэВ/с***; π^+p-8 ***ГэВ/с***; $\pi^-p-10\div 205$ ***ГэВ/с***; K^-p-10 и 33 ***ГэВ/с***.

Для поведения корреляционных параметров трудно говорить даже о качественном согласии с экспериментом.

Заметим, что распределения /15/, /17/ и /18/ совпадают с результатами [12], полученными в предположении, что отклонение от когерентности задано гауссовой весовой функцией.

4. Если несколько усложнить задачу и включить в рассмотрение возможное образование двухчастичных кластеров как физических объектов /например, резонансов/, то получим уравнение

$$\frac{dP_n}{dg}=\frac{da_1}{dg}[1+\alpha(n-1)]P_{n-1}+\frac{da_2}{dg}P_{n-2}. \qquad /19/$$

Производящая функция распределения, удовлетворяющего этому уравнению,

$$Q(z,g)=(1-a_1\alpha z)^{-1/\alpha}\exp\left[\frac{a_2 z^2}{1-a_1\alpha z}\right] \qquad /20/$$

была найдена при дополнительном условии $\frac{d}{dg}\left(\frac{a_1}{a_2}\right)=0$,

означающем подобие $a_1(s;g)$ и $a_2(s,g)$ в зависимости от константы связи. Нормированное распределение по множественности выражается через обобщенную гипергеометрическую функцию

$$P_n(a_1,\ a_2,\alpha)=\exp[-a_2(1+\eta)]\eta^{n+\frac{1}{\alpha}}(1+\eta)^{-n}\frac{(-2)^n}{n!B(n;\frac{1}{\alpha})}\times$$

$$\times\ {}_2F_2\left[\begin{matrix}-\frac{n}{2},\ \frac{1-n}{2}\\ 1-n-\frac{1}{\alpha},\ \frac{1}{\alpha}\end{matrix};\ -4a_2\left(\frac{1+\eta}{\eta}\right)^2\right], \qquad /21/$$

где $\eta=\frac{a_1\alpha}{1-a_1\alpha}$, $B(n,\alpha^{-1})$ - бета-функция.

Все полученные нами распределения являются, как легко видеть, частными случаями формулы /21/:

1. $a_1\neq 0,\ a_2=0,\ \alpha=0$ - распределение Пуассона,
2. $a_1\neq 0,\ a_2\neq 0,\ \alpha=0$ - распределение Мюллера,
3. $a_1\neq 0,\ a_2=0,\ \alpha=1$ - геометрическое распределение,
4. $a_1\neq 0,\ a_2=0,\ \alpha\neq 0{,}1$ - распределение Пойя.

Средняя множественность, второй и третий корреляционные параметры распределения /21/ определяются следующими соотношениями:

$$\langle n\rangle\equiv\frac{\partial\,\ell n\,Q}{\partial z}\Big|_{z=1}=a_2\eta^3+(3a_2+\alpha)\eta+2a_2 ,$$

$$f_2\equiv\frac{\partial^2\ell n\,Q}{\partial z^2}\Big|_{z=1}=2a_2\eta^3+(6a_2+\alpha)\eta^2+4a_2\eta+2a_2 , \qquad /22/$$

$$f_3\equiv\frac{\partial^3\ell n\,Q}{\partial z^3}\Big|_{z=1}=4a_2\eta^4+(14a_2+2\alpha)\eta^3+20a_2\eta^2+10a_2\eta .$$

Для детального описания эксперимента необходимо знать энергетическую зависимость η и a_2 , т.е., в конечном счете, свойства B_k -функций. Тем не менее можно говорить о качественном согласии результатов /22/ с экспериментальными данными /13/ вне зависимости от конкретного поведения η и a_2 от s /это может быть $\ell n\,s$, s^α и т.п./.

Итак, частично-когерентный характер рождения адронов позволяет объяснить существование дальнодействующих корреляций среди вторичных частиц.

В заключение отметим, что в общих чертах полученные соотношения близки к результатам, содержащимся в модели случайных процессов /14/, в предположении, что в одном акте взаимодействия одновременно действуют механизмы одно-двухчастичной генерации и одночастичного размножения.

Литература

1. *Н.Н.Боголюбов, Д.В.Ширков. Введение в теорию квантованных полей. М., Наука, 1973.*
2. *Н.Н.Боголюбов, А.А.Логунов, И.Т.Тодоров. Основы аксиоматического подхода в квантовой теории поля. М., Наука, 1969.*
3. *Н.Н.Боголюбов. ДАН СССР, 81, 757, 1015 /1951/.*
4. *Д.А.Киржниц. В сб. "Проблемы теоретической физики". М., Наука, 1972.*
5. *Н.К.Душутин, В.М.Мальцев, С.И.Синеговский. ЯФ, 21, вып. 6, 1975; С.И.Синеговский, В.М.Мальцев, Н.К.Душутин. Препринт ОИЯИ, Р2-8155, Дубна, 1974.*
6. *A.Mueller. Phys.Rev., D4, 150 (1971).*
7. *F.S.Henyey, U.P.Sukhatme. Prepr. Univ. of Michigan, UMHE, 74-38, Michigan, 1974.*
8. *T.T.Chou, C.N.Yang. Phys.Rev., 175, 1832 (1968).*
9. *B.Redei. Nucl.Phys., B88, 136 (1975).*
10. *В.М.Мальцев, Н.К.Душутин. Сообщение ОИЯИ, Р2-6502, Дубна, 1972;*
A.Giovannini. Nuovo Cimento, 10A, 713 (1972); 15A, 543 (1973);
А.Б.Говорков. Препринт ОИЯИ, Е2-7170, Дубна, 1973; В сб. "Международный семинар по глубоконеупругим и множественным процессам при высоких

энергиях", ОИЯИ, Д1,2-7411, Дубна, 1973 /и ссылки стр. 374/.
11. A.Giovannini et al. Nuovo Cimento, 24A, 421 (1974).
12. N.Suzuki. Progr.Theor.Phys., 51, 1629 (1974).
13. J.Whitmore. Phys.Rep., 10C, 5 (1974).
14. N.K.Dushutin, V.M.Maltsev. Preprint JINR, E2-7276, Dubna, 1973.

Рукопись поступила в издательский отдел 14 мая 1975 года.