ОБЪЕДИНЕННЫЙ ИНСТИТУТ ЯДЕРНЫХ ИССЛЕДОВАНИЙ
ЛАБОРАТОРИЯ ВЫСОКИХ ЭНЕРГИЙ

2 - 7950

ДУШУТИН
Николай Константинович

СТАТИСТИЧЕСКИЙ ПОДХОД К ДИНАМИКЕ МНОЖЕСТВЕННОГО РОЖДЕНИЯ АДРОНОВ

Специальность 01.04.02 - теоретическая
и математическая физика

Автореферат диссертации на соискание ученой степени
кандидата физико-математических наук

(Диссертация написана на русском языке)

Дубна 1974

Работа выполнена в Лаборатории теоретической физики Объединённого института ядерных исследований

Научные руководители:

доктор физико-математических наук, профессор — Я.П. ТЕРЛЕЦКИЙ

Старший научный сотрудник кандидат физико-математических наук — В.М. МАЛЬЦЕВ

Официальные оппоненты:

доктор физико-математических наук — Р.М. МУРАДЯН,

кандидат физико-математических наук — Г.М. ЗИНОВЬЕВ

Ведущее научно-исследовательское учреждение:

Институт физики высоких энергий (Серпухов)

Автореферат разослан "31" мая 1974 года

Защита диссертации состоится " " июня 1974 года на заседании Учёного совета Лаборатории высоких энергий Объединённого института ядерных исследований г. Дубна, Московской области.

С диссертацией можно ознакомиться в библиотеке Объединённого института ядерных исследований

Учёный секретарь Совета — М.Ф. ЛИХАЧЁВ

Беляев

2 - 7950

ДУШУТИН
Николай Константинович

СТАТИСТИЧЕСКИЙ ПОДХОД К ДИНАМИКЕ МНОЖЕСТВЕННОГО РОЖДЕНИЯ АДРОНОВ

Специальность 01.04.02 - теоретическая и математическая физика

Автореферат диссертации на соискание ученой степени кандидата физико-математических наук

(Диссертация написана на русском языке)

Рост энергий современных ускорителей (70 Гэв - ИФВЭ, 400 Гэв - NAL, 1500 Гэв - CERN ISR в лаб. системе) потребовал не только повышенного внимания к процессам множественного образования адронов, но и новых методов их исследования/1/.

Существование большого числа внутренних степеней свободы, характерное для множественной генерации, даёт возможность использования для её описания статистических методов. Подобный подход используется с разной степенью успеха в течение ряда лет. Однако в традиционной теории/2/ определяющую роль играет фазовый объём, а динамика взаимодействия учитывается в частных аспектах, тогда как новые экспериментальные результаты (существование масштабной инвариантности (скейлинга)/3/, корреляции в образовании вторичных частиц) указывают на то, что по мере роста энергии именно эта сторона взаимодействия выступает всё более отчётливо.

В настоящей работе сделана попытка развить такие формы статистического подхода, в которых динамика взаимодействия была бы отражена в достаточной степени.

В отличие от традиционной теории эти формы статистического подхода (приближение случайных процессов и аналогия с фейнмановским газом) основаны на предположении о существовании сложной структуры адронов (типа партонной) и масштабной инвариантности взаимодействия.

Диссертация состоит из введения, четырех глав и заключения.

В вводной части кратко обсуждаются основные моменты взаимодействия адронов и применимость для его описания статистических методов. Анализируются различные формы этого подхода и отмечается, что в традиционной теории динамика взаимодействия и такое её частное, но весьма фундаментальное свойство, как масштабная инвариантность, учитываются недостаточно эффективно.

В первой главе более подробно рассматриваются некоторые черты динамики множественной генерации. Раздел I посвящён корреляциям в образовании вторичных частиц. Соответственно с факторами, их вызывающими, корреляции могут быть разделены на кинематические, динамические и интерференционные. Для изучения влияния этих факторов каждого в отдельности наиболее удобны интегральные характеристики процессов: распределение по множественности P_n, факториальные моменты α_k, корреляционные параметры f_k:

$P_n = \frac{\sigma_n}{\sigma_{inel}}$, σ_n – парциальное, σ_{inel} – неупругое сечения

$$\alpha_k = \sum_n n(n-1)\ldots(n-k+1)\,P_n$$

$$f_k = -k!\sum_{n_l}\Big(\sum_{n_l}-1\Big)!\prod_l\Big(-\frac{\alpha_l}{l!}\Big)^{n_l}\frac{\delta\big(k-\sum_l l n_l\big)}{n_l!} \qquad \text{(I)}$$

Кинематические корреляции обязаны своим возникновением действию законов сохранения и приводят к обрезанию распределения по множественности. Для учёта законов сохранения энергии импульса предложено правило сумм, связывающее факториальные моменты/8/.Влияние законов сохранения квантовых чисел

учтено с помощью линейного преобразования интегральных характеристик, что фактически представляет собой переход к распределениям для каждого типа образующихся частиц в отдельности.

Динамические корреляции/15/ дополнительно можно разделить на тривиальные и нетривиальные. Первые из них связаны с образованием кластеров, экспоненциально исчезают с ростом разности быстрот частиц $y = \frac{1}{2}\ln\frac{E+P_{\parallel}}{E-P_{\parallel}}$ и дают корреляционные параметры вида $f_k = A_k f_2 + B_k$. Нетривиальные динамические корреляции имеют большой радиус действия и дают полиномиальные по f_2 корреляционные параметры.

Динамические корреляции можно также связать с факторизацией амплитуды (при этом тривиальные корреляции соответствуют реджевским, а нетривиальные - нереджевским факторам) или с эквивалентными факторизации требованиями линейности пространства операторов, описывающих множественную генерацию, и существования рекуррентных соотношений для распределения по множественности.

Интерференционные корреляции связаны с возможной неоднородностью динамики отдельных актов взаимодействия и приводят к корреляционным параметрам в виде полиномиальных форм от интегральных характеристик для каждого класса событий с разной динамикой/13/. Характерно, что полные $f_k \neq 0$, даже в случае независимого образования частиц в каждом классе.(Подробные характеристики этого типа корреляции приведены в разделе I.2 и таблице I).

Заключительный раздел первой главы посвящён статистической проекции масштабной инвариантности. В рамках статистического подхода масштабная инвариантность, как свойство динамики, может быть геометризована, тогда в качестве основных переменных в теории должны использоваться быстроты частиц.

В главе II рассматривается приближение случайных процессов /6-10,13/. Частной динамической реализацией данной формы статистического подхода является партонная модель. (Раздел II.1).

Основным в приближении случайных процессов является предположение о том, что множественное образование адронов может быть представлено в виде каскада более элементарных процессов генерации частицы или кластера, происходящих случайным образом. Тогда для нормированного распределения по множественности могут быть записаны уравнения Чепмена-Колмогорова. Фактически это - уравнение непрерывности для потока вероятности, поэтому выбор пространства основных переменных довольно широк. (Раздел II.2).

Элементарные процессы (взаимодействие партонов) можно разделить на два класса: размножения и генерации. Первые представляют собой процессы с внутренним источником (ветвящиеся) и связаны с дифракционным механизмом образования вторичных частиц (последнее показано в главе III в рамках аналогии с фейнмановским газом). Вторые - это процессы с внешним источником (неветвящиеся) и связаны с мультипериферическим механизмом. Можно было бы указать ещё один возможный тип элементарных процессов - гибель (поглощение) частиц. Однако учёт этих процессов в любой форме не меняет

общего вида распределения по множественности (если включены процессы размножения), что является следствием зависимости плотностей вероятности от числа частиц, характерной для этих процессов.

Решение уравнений Чепмена-Колмогорова для различных типов элементарных процессов и их комбинаций приводит к распределениям по множественности как для уже известных (распределения геометрическое, Пойя, Пуассона, Мюллера), так и для некоторых новых моделей множественной генерации. (Раздел II.3, таблица II).

Из них наиболее интересны следующие две.

Модель мультипериферического типа с высокой кластеризацией (т.е. возможно образование кластеров из $N \geq 4$ частиц). Уравнения для P_n в этой модели следующие:

$$\dot{P}_n = \sum_{k=1}^{N} \frac{g_k}{k!} \sum_{j=0}^{k} \binom{k}{j} P_{n-j} \cdot (-1)^{j+k+1}, \qquad (2)$$

где g_k - плотность вероятности генерации кластера из k-частиц. Решение этой системы с учётом начальных условий $P_n(0) = \delta_{n0}$ может быть получено с помощью техники производящих функций

$$P_n = \frac{1}{n!}\left[\frac{d^n}{dz^n} \exp \sum_{k=1}^{N} \frac{g_k}{k!}(z-1)^k\right]_{z=0}. \qquad (3)$$

Отсюда как частный случай можно получить распределения Пуассона $(N=1)$ и Мюллера $(N=2)$. Модель с комбинированным механизмом образования вторичных частиц ДМК (дифракционный + + мультипериферический + двухчастичные кластеры). Соответствующее уравнение для P_n имеет вид:

$$\dot{P}_n = -g_0\left[nP_n - (n-1)P_{n-1}\right] - g_1\left(P_n - P_{n-1}\right) - \frac{g_2}{2}\left(P_n - 2P_{n-1} + P_{n-2}\right), \qquad (4)$$

где g_0 – плотность вероятности процессов размножения, в эффективной форме учитывающая генерацию многочастичных кластеров. Решение можно представить следующим образом:

$$P_n = \frac{1}{n!}\left[\frac{d^n}{dz^n}\frac{\exp\frac{G_2}{2G_0}\frac{z(z-1)\eta}{1-(z-1)\eta}}{\left[1-(z-1)\eta\right]^{\frac{G_1}{G_0}+\frac{G_2}{2G_0}}}\right]_{z=0}, \qquad (5)$$

$$\eta = \frac{G_0}{G_1}f_1 = \frac{G_0}{G_1}\langle n\rangle$$

где G_K – полные вероятности элементарных процессов, т.е. g_K – проинтегрированные по соответствующей области изменения основных переменных. Как частный случай из (5) следуют распределения геометрическое $(G_2 = 0, G_1 = G_0)$ и Пойя $(G_2 = 0)$.

При проведении конкретных расчётов требуется большая детализация элементарных процессов. В частности, можно предположить их подобие процессам с реальными частицами, тогда естественным образом учитываются законы сохранения квантовых чисел. (Расчёт подобных моделей проведён в /6,9/) Уравнения Чепмена-Колмогорова в таком подходе записываются для условных вероятностей, что даёт возможность описания корреляции между частицами разных типов. Так, при выборе элементарных процессов в виде одночастичных процессов размножения и генерации можно получить описание наблюдаемой в эксперименте корреляции между заряженными и нейтральными частицами $(f_1)_{нейтр} \equiv \langle n_0 \rangle = an_- + b$, где коэффициент a связан только с процессами размножения, которые при низких энергиях

подавлены. Использование условных вероятностей представляет собой один из возможных путей обобщения приближения случайных процессов в целом.

Другую возможность обобщения данного подхода даёт введение векторных случайных величин как характеристик элементарных процессов. Тогда, в частности, описание эксклюзивных реакций /I6/ получается подобным тому, которое следует из дуальной резонансной модели.

Для сравнения с экспериментом различных распределений могут быть использованы правила сумм, связывающие парциальные сечения (эти правила не содержат никаких свободных параметров и определяются механизмом генерации). Так, например, для геометрического распределения (процессы одночастичного размножения) это правило выглядит следующим образом

$$G_n^2 = G_{n-1} \cdot G_{n+1}. \qquad (6)$$

Для других распределений правила сумм приведены в таблице Ш.

В рамках приближения случайных процессов существуют также возможности для изучения поведения факториальных моментов и корреляционных параметров (Уравнения для этих величин можно получить из уравнений для P_n без решения последних). Зависимость от энергии интегральных характеристик процессов определяется, исходя из пропорциональности полной вероятности элементарных процессов G_K полной быстроте $Y \approx \ln S$.

Корреляционные параметры f_k являются линейными функциями от f_1 для процессов генерации и нелинейными функциями f_1 для процессов размножения. Так, для ДМК - модели корреляционные параметры для отрицательно заряженных частиц имеют вид/II/:

$$f_2^- = \frac{1}{3} f_1^- \left(f_1^- - 1{,}75\right)$$

$$f_3^- = 0{,}22\, f_1^- \left(f_1^- - 1{,}6\right)\left(f_1^- - 3{,}75\right) \qquad (7)$$

численные значения коэффициентов указаны для pp- рассеяния.

Предложено также два метода определения средних дифференциальных характеристик процессов. Первый из них основан на связи спектров с производящей функцией распределения по множественности:

$$\frac{1}{\sigma_{inel}} \frac{d\sigma_{inel}}{dy} = \left[\frac{\partial^2 \ln \sum z^n P_n}{\partial z\, \partial y}\right]_{z=0} - \frac{1}{\sigma_0} \frac{d\sigma_0}{dy}. \qquad (8)$$

Второй метод основан на интегральном представлении для P_n (Раздел Ш.5). Полученные результаты согласуются со следствиями из теоремы Мюллера/5/.

В главе Ш в рамках аналогии с фейнмановским газом/II-I5/ сделана попытка построить статистическое описание множественной генерации с учётом масштабной инвариантности как исходного принципа.

Основная сущность данного подхода заключается в предположении о том, что вторичные частицы представляют собой статистическую систему в пространстве быстрота - поперечный импульс.

Тогда становится возможным провести аналогию между характеристикой инклюзивных процессов и большим каноническим ансамблем:

распределение по множественности $P_n \Leftrightarrow$ стат.сумма,

производящая функция $\sum z^n P_n \Leftrightarrow$ большая стат. сумма

инклюзивные сечения $E_1 \ldots E_n \dfrac{d^n\sigma}{d\vec{p}_1 \ldots d\vec{p}_n} \Leftrightarrow$ функции распределения

обмениваемая траектория Редже $\Leftrightarrow$ давление

быстрота $\Leftrightarrow$ объем (9)

(Детали приведены в разделе Ш.I)

Подробная аналогия справедлива также и для многих феноменологических моделей. Так, описание множественной генерации в мультипериферических моделях изоморфно описанию системы неидеального газа с потенциалом отталкивания, соответственно, в дифракционных моделях - жидкостно-подобным системам. (Раздел Ш.2).

Аналогия с фейнмановским газом может служить также основой для новых предположений о свойствах множественной генерации и конструирования моделей. В частности, предположение о существовании фиксированных размеров частиц фейнмановского газа ведёт к новой форме скейлинга и модели с ван-дер-ваальсовым уравнением состояния/I4/. В таком подходе первоочередной задачей является физическая интерпретация взаимодействия в пространстве быстрот.

Другой интересной областью исследований являются фазовые переходы в фейнмановском газе. (Раздел Ш.3). Экспериментально наблюдаемым следствием существования таких переходов является быстрый рост энергий корреляционных параметров, т.е. расширение распределений по множественности и образование в них плато или осцилляций в случае фазового перехода первого рода. Физическая интерпретация фазовых переходов в фейнмановском газе выражается в существовании комплексного механизма множественной генерации.

Использование в рамках аналогии с фейнмановским газом кинетических уравнений Паули:

$$\frac{dP_n}{dt} = \sum_i (W_{nm} P_m - W_{mn} P_n), \tag{10}$$

где W_{mn} – плотности вероятностей разрешенных переходов, делает данный подход эквивалентным приближению случайных процессов.

Переход в уравнениях (I0) к асимптотическим большим n позволяет получить в качестве решений практически все известные представления скейлинговой функции Кобы–Нильсена–Олесена /4/ (Раздел Ш.4).

В главе IУ проведен анализ предложенных в предыдущих разделах моделей с точки зрения сравнения с экспериментом (включая самые последние известные нам результаты). Наиболее адекватно экспериментальные данные описываются в рамках с комбинированным механизмом ДМК и в мультипериферической модели с высокой кластеризацией (несколько более предпочтительна первая).

В Заключении кратко сформулированы основные результаты, полученные в предыдущих разделах, и подводится некоторые итоги обсуждения проблемы множественной генерации в целом.

Значительная часть полученных в работе результатов докладывалась на сессиях ОЯФ АН СССР (ОИЯИ, март I972 г.; ИТЭФ, октябрь I972 г.; МИФИ, март I973 г.; ИТЭФ, февраль I974 г.), международном семинаре по глубоконеупругим и инклюзивным процессам (Дубна, июнь I973 г.), на Всесоюзной конференции по космическим лучам (Харьков, сентябрь I973 г.) и опубликована /6-I6/.

Литература:

I. А.А.Логунов, Нгуен Ван Хьеу, О.А.Хрусталев. В сб. "Проблемы теоретической физики". Наука М. (I969).
R.Slansky. preprint New Haven (1973).
2. Е.Л.Фейнберг. УФН, I04, 539, (I97I).
3. Р.М.Мурадян. ОИЯИ Р2-6762, (I972), Дубна.
4. Z.Koba, JINR, E2-6918, (1973). Dubna.
5. A.H.Mueller. Phys.Rev. D2,2963 (1970).
6. Н.К.Душутин, В.М.Мальцев. ОИЯИ Р2-5829 (I97I), Дубна,
7. В.М.Мальцев, Н.К. Душутин ОИЯИ, Р2-6I37 (I97I) Дубна.
8. В.М.Мальцев, Н.К.Душутин. ОИЯИ, Р2-6500, I972 Дубна.
9. Н.К.Душутин, В.М.Мальцев, В.И.Шептий. ОИЯИ, Р2-650I, I972 Дубна
I0. В.М.Мальцев, Н.К.Душутин. ОИЯИ, Р2-6502, (I972), Дубна.
II. Н.К.Душутин, В.М.Мальцев. ОИЯИ, Р2-6932, I973, Дубна.
I2. Н.К.Душутин, В.М.Мальцев. ОИЯИ, Р2-7090, I973, Дубна.
I3. Н.К.Душутин, В.М.Мальцев, ОИЯИ, Р2-7676, I974, Дубна.
I4. В.М.Мальцев, Н.К.Душутин. ОИЯИ, Р2-7908, I974, Дубна.
I5. N.K.Dushutin, V.M.Maltsev. JINR, E2-7276, (1973), Dubna.
I6. V.M.Maltsev, N.K.Dushutin. JINR, E2-7122, (1973), Dubna.

Рукопись поступила в издательский отдел
I5 мая I974 года.