



Научное
сотрудничество
социалистических
стран
в ядерной
физике

ЭНЕРГОАТОМИЗДАТ

ка обладает рядом привлекательных для теоретика свойств, в частности релятивистской инвариантностью, однако допускает решения только для статического случая или для слабовозбужденных состояний. Следует отметить, что в статическом случае уравнением движения в модели МТИ-мешка является уравнение Дирака с граничными условиями, соответствующими граничным условиям, используемым в модели дубненского мешка. Естественно, что и результаты при этом получаются почти такими же, как в дубненской модели. Некоторые различия результатов (кстати, не всегда улучшающие их) связаны лишь с тем, что в модели МТИ-мешка фиксируется внешнее давление, а в дубненской модели — радиус адрона. При расчете спектра сильновозбужденных состояний в модели МТИ-мешка возникают принципиальные трудности.

Заканчивая обсуждение модели кварковых мешков, подчеркнем, что ее идеи и методы широко применяются и по сей день в таких задачах, где необходим учет внутренней структуры частиц. Теория кварковых мешков остается одним из немногих работающих инструментов физики элементарных частиц.

В заключение заметим, что в силу юбилейного характера настоящего сборника ссылки здесь даны в основном на публикации ОИЯИ. Все упомянутые здесь результаты, конечно, опубликованы в соответствующих советских и зарубежных журналах и вошли в ряд монографий и учебников.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Боголюбов Н.Н., Струминский Б.В., Тавхелидзе А.Н. Препринт ОИЯИ Д-1968. Дубна, 1965. 12 с.
2. Боголюбов П.Н. Препринт ОИЯИ Р2-3115. Дубна, 1967. 29 с.
3. Lipkin H.G., Tavkhelidze A.N. Preprint ICTP IC/65/54.
4. Струминский Б.В. Препринт ОИЯИ Р-1939. Дубна, 1965. 5 с.
5. Боголюбов Н.Н., Матвеев В.А., Нгуен Ван Хьеу и др. Препринт ОИЯИ Р-2141. Дубна, 1965. 11 с.
6. Han M.Y., Namby Y. — Phys. Rev., 1965, vol. 138B, p. 1005–1010.
7. Боголюбов П.Н. — Физика элементарных частиц и атомного ядра, 1972, т.3, вып. 1, с. 144–174.

УДК 539.12.01

МНОЖЕСТВЕННЫЕ ПРОЦЕССЫ И ОПИСАНИЕ СОСТАВНОЙ СТРУКТУРЫ АДРОНОВ В ТРЕХМЕРНОЙ ФОРМУЛИРОВКЕ КВАНТОВОЙ ТЕОРИИ ПОЛЯ

*А.Н. Сисакян, д-р физ.-мат. наук,
Н.Б. Скачков, канд. физ.-мат. наук*

1. Основные закономерности множественного рождения частиц при высоких энергиях. За 50 лет своего развития (с основополагающих работ Г.В. Ватагина и Д.В. Скобельцына) физика множественного рождения частиц обогатила наши представления о микромире рядом фундаментальных открытий.

Охарактеризуем некоторые основные закономерности множественного рождения при высоких энергиях.

1. Подтвердился предсказанный Г.В. Ватагиным теоретически еще в 1934 г. рост с энергией относительного числа неупругих каналов.

Адронные столкновения в основном (около 80%) имеют неупругий характер.

2. Большинство вторичных частиц — пионы, при этом их доля по сравнению с другими частицами убывает с ростом энергии, так как открываются каналы рождения более тяжелых мезонов и барионов.

3. Большинство вторичных частиц рождается с малыми поперечными импульсами p_T . Среднее значение поперечного импульса вторичных частиц слабо зависит от энергии и лежит в интервале 0,2–0,4 ГэВ/с.

4. С ростом p_T вероятность рождения частиц падает экспоненциально до $p_T < 1,5 \div 2,0$ ГэВ/с, после чего зависимость вероятности рождения от p_T становится степенной: p_T^{-N} . Здесь мы сталкиваемся с качественно новой областью — физикой больших поперечных импульсов, где проявляется так называемый струйный механизм генерации вторичных частиц.

5. Измерение полных сечений является простейшим многочастичным экспериментом. Открытый в энергетическом интервале 30–70 ГэВ рост полных сечений ("серпуховской эффект") и рост наклона дифференциального сечения продолжается вплоть до энергий коллайдера. Достигнут максимальный рост, определяемый границей Фруассара

$$\sigma_{\text{tot}} \leq A \ln^2 s, \quad \sigma_{\text{tot}} \approx (66 \pm 7) \cdot 10^{-27} \text{ см}^2 \quad (\sqrt{s} = 540 \text{ ГэВ}).$$

6. Распределение заряженных частиц по множественности свидетельствует о корреляционных явлениях в процессе генерации, отвечающих одновременному действию двух или более механизмов образования частиц ("многокомпонентное описание"). Средняя множественность (первый корреляционный момент распределения) растет с энергией: $\langle n_c \rangle \sim A \ln^2 s + B \ln s + C$. Приблизительно выполняется KNO-скейлинг, характер отклонений говорит о наличии (при энергии коллайдера) сильных далекодействующих корреляций. Множественные характеристики (особенно в области малых p_T) слабо зависят от типов сталкивающихся частиц.

Следует отметить, что изучение множественных процессов, в особенности в связи с развитием представлений о составной (кварковой) структуре адронов, стало традиционным направлением исследований дубненских теоретиков. Сюда в первую очередь относятся фундаментальные исследования Н.Н. Боголюбова с учениками по кварковым моделям элементарных частиц, введение нового понятия — квантового числа, названного впоследствии цветом (Н.Н. Боголюбов, Б.В. Струминский, А.Н. Тавхелидзе). Именно это понятие в сочетании с принципом локальной калибровочной инвариантности легло в основу современной квантовой теории сильных взаимодействий — квантовой хромодинамики (КХД).

Большая серия работ была выполнена А.А. Логуновым с сотрудниками по обнаружению на основе общих принципов квантовой теории

поля строгих соотношений между характеристиками процессов при высоких энергиях, включая множественные [1]. Эти работы положили начало принципиально новому направлению в физике высоких энергий, названному в дальнейшем инклюзивным подходом.

Экспериментальное изучение инклюзивных процессов привело к открытию почти скейлингового, или автомодельного, поведения структурных функций адронов. Сочетание принципа автомодельности с анализом размерностей и предположением о кварковой структуре адронов позволило В.А. Матвееву, Р.М. Мурадян и А.Н. Тавхелидзе [2] получить правила размерного кваркового счета, устанавливающие связь между показателем степени убывания дифференциальных инклюзивных сечений (см. п. 4) в области больших углов, показателем степени убывания упругих адронных формфакторов и числом кварков, входящих в состав этих адронов.

2. Представление для инклюзивных сечений в трехмерной формулировке квантовой теории поля. Область больших p_T . Струйный механизм. Как известно, исключительно важную роль в феноменологическом описании инклюзивных процессов играет партонная модель элементарных частиц. Существенно новым элементом, внесенным этой моделью, явилось введение универсальных функций распределения, описывающих вероятности нахождения в адроне кварков разных сортов, которые несут определенные доли импульса всего адрона. В рамках самой партонной модели эти структурные функции нельзя рассчитать, поэтому они определяются феноменологическим путем. С их помощью сечения взаимодействия адронов выражаются через сечения индивидуальных кварк-кварковых или кварк-лептонных взаимодействий, "взвешенные" с функциями распределения.

Обобщение кварк-партонной модели на основе аппарата квантовой теории поля представляет собой задачу исключительной важности. Значительный вклад в это направление внесли дубненские теоретики. Задачу теоретико-полевого обобщения кварк-партонной модели можно представить себе как бы состоящей из двух частей. Первая связана с выбором такого лагранжиана взаимодействия между кварками, который приводил бы к выключению взаимодействия на малых расстояниях. Как известно, лагранжиан КХД дает решение этой задачи и позволяет применить теорию возмущений на малых расстояниях*. Вторая задача, в значительной мере не связанная непосредственно с конкретным видом лагранжиана, состоит в развитии в рамках квантовой теории поля формализма для описания адронов как *связанных* состояний кварков и использования его для описания инклюзивных адрон-адронных реакций.

*На больших же расстояниях считается, что силы взаимодействия между кварками возрастают, что и обуславливает удержание кварков внутри адрона в связанном состоянии. В этой области, описание которой остается пока на феноменологическом уровне, необходимо обращение к методам, выходящим за рамки теории возмущений, и к аппарату теории связанных состояний.

Для изучения связанных состояний в рамках квантовой теории поля А.А. Логунов и А.Н. Тавхелидзе предложили метод одновременного описания составных систем. Уравнения Логунова-Тавхелидзе получили широкое применение в задачах, связанных с адронной и кварковой физикой, что объясняется наличием четкого физического смысла и вероятностной интерпретации релятивистской волновой функции в их подходе. Существенным преимуществом одновременного подхода является также его большая преимущество по отношению к аппарату трехмерного потенциального описания, применяемому в нерелятивистской квантовой механике (по этой причине уравнение Логунова-Тавхелидзе также называют квазипотенциальным уравнением).

В этой связи отметим также, что в настоящее время квазипотенциальный подход стал основным инструментом для сверхточной (до членов порядка $\alpha^6 \ln \alpha$) проверки предсказаний квантовой электродинамики (КЭД) для расщепления уровней водородоподобных атомов, позитрония и мюония [3, 4]. Достигнутое при этом рекордное (до седьмого знака) совпадение рассчитанного теоретически значения энергетического сдвига с измеренным экспериментально позволяет проверить основные принципы построения КЭД как локальной релятивистской квантовой теории поля. Это совпадение подтверждает справедливость процедуры перенормировок и свидетельствует о высокой эффективности квазипотенциального подхода.

При описании адрон-адронных и лептон-адронных реакций весьма удобен формализм функций Грина для многочастичных систем. Если в теоретико-полевых выражениях для функций Грина приравнять времена всех частиц (кварков), то вблизи полюсов, отвечающих связанным состояниям составляющих адрон кварков, такие функции Грина можно выразить через релятивистские одновременные волновые функции и амплитуды взаимодействия адронов [5, 6].

В результате амплитуды инклюзивных реакций типа $A+B \rightarrow 1+2+\dots+n$ удается выразить через одновременные волновые функции, описывающие адроны A и B как связанные состояния кварков, а также через матричные элементы амплитуд подпроцессов с участием кварков или других подсистем [5, 6]. Волновые функции и амплитуды подпроцессов находят из соответствующих им квазипотенциальных уравнений (наиболее удобной формой для этих целей является запись уравнений в переменных светового фронта). Ядра таких уравнений, отвечающие взаимодействию на малых расстояниях, могут быть построены с использованием теории возмущений КХД. Наличие вероятностной интерпретации квазипотенциальных волновых функций позволяет построить из них плотности вероятности, имеющие смысл функций распределения импульсов кварков внутри адронов, т.е. структурных функций [5-7]. При этом весьма эффективным инструментом для исследования свойств широкого круга инклюзивных процессов оказался аппарат матрицы плотности, развитый в работах теоретиков Института физики высоких энергий (ИФВЭ, Протвино).

Таким образом, в одновременном трехмерном подходе к описанию составных объектов в квантовой теории поля возникает ясный по своему физическому смыслу аппарат описания взаимодействия при высоких

энергиях, который представляет собой теоретико-полевое обобщение партонной модели.

Отметим, что при описании связанных систем наиболее ясно проявилось основное преимущество одновременного формализма над многовременным, поскольку, как известно, волновые функции уравнения Бете-Солпитера не имеют однозначной вероятностной интерпретации именно в силу присущей им зависимости от индивидуальных времен составляющих систему частиц. Переход к одновременному описанию отвечает физической сути слияния индивидуальных частиц в связанное состояние.

В этой связи интересно также подчеркнуть, что анализ трудностей, возникающих при описании связанных состояний частиц в рамках специальной теории относительности (см. подробнее, например, [8, 9]), еще раньше привел исследователей к мысли о необходимости отказа от многовременного формализма при описании таких систем, ибо согласно образному выражению Эддингтона "... Атом водорода состоит из протона и электрона, но протон сегодня, а электрон вчера не составляют атома водорода". Можно сказать, что уравнение Логунова-Тавхелидзе представляет собой динамическую реализацию идеи одновременного описания в рамках квантовой теории поля. Ковариантное обобщение квазипотенциальных уравнений осуществляется путем перехода к описанию в терминах единого инвариантного собственного времени системы, к которому приравниваются инвариантные собственные времена составляющих частиц [10].

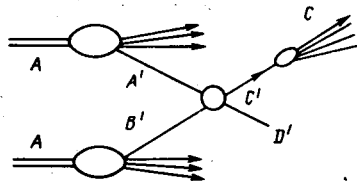
В настоящее время сложился ряд направлений, устанавливающих глубокую связь одновременного квазипотенциального подхода с ковариантной гамилтоновой формулировкой квантовой теории поля [11], методом одновременной редукции [12] и методом Фока-Подольского [13]. Все эти направления получили широкое развитие и применение для описания бинарных реакций [14, 15] (особо отметим успешное предсказание местонахождения дифракционного минимума в сечении упругого pp -рассеяния), поведения поляризации, спектра масс и ширины распадов радиальных и орбитальных возбуждений чармония, ботомия и легких мезонов [16] (включая и недавно открытые радиальные возбуждения π -мезона), а также для описания других физических процессов, интенсивно исследуемых на ускорителях.

Возвращаясь к проблеме описания инклюзивных реакций, отметим, что при определенных асимптотических условиях, которые легко находятся (степенное убывание волновых функций, ограниченность поперечной составляющей импульса кварков в адроне), полученные в одновременном подходе формулы переходят в формулы партонной модели. Так, для случая, когда в конечном состоянии выделена одна частица C для сечения процесса $A+B \rightarrow C+X$, в [5, 6] была получена формула, которая в пределе $s \rightarrow \infty$, $a t/s$ — фиксировано принимает вид

$$\frac{d\sigma^{AB \rightarrow C}}{d^3k/E_k} = \frac{s}{\pi} \int dx dy dz xyz^{-2} \rho_A^{A'}(x, Q^2) \rho_B^{B'}(y, Q^2) \times \\ \times \rho_C^C(z, Q^2) \frac{d\tilde{\sigma}^{A'B' \rightarrow C'D'}}{dt'}(s', t', u') \delta(s' + t' + u') \quad (1)$$

и выражает инклюзивное сечение образования адрона C через дифференциальное сечение рассеяния подсистем $A'B' \rightarrow C'D'$ (рис. 1) и функции распределения $\rho_A^{A'}$, $\rho_B^{B'}$ и ρ_C^C , построенные из соответствующих релятивистских квазипотенциальных волновых функций. В частном

Рис. 1. Образование адрона C через подпроцесс $A'+B' \rightarrow C'+D'$



случае, когда A' , B' , C' и D' являются кварковыми состояниями, соответствующие величины $\rho_{A'}^a$ и $\rho_{B'}^b$ переходят в структурные функции ρ_A^a и ρ_B^b , $d\tilde{\sigma}/dt'$ — в дифференциальное сечение упругого рассеяния кварков, а формула (1) — в известную в партонной модели формулу жестких соударений.

Из (1) в предположении о справедливости правил кваркового счета для сечения $d\tilde{\sigma}/dt'(s', t')$ легко получить степенной закон убывания инклюзивных сечений [5, 6]

$$\frac{d\sigma^{AB \rightarrow C}}{d^3 p/E_p} \sim p_T^{-N} \varphi(x, \theta), \quad (2)$$

где степень N связана с числом составляющих состояний A' , B' , C' и D' формулой

$$N = 2[(n_{A'} + n_{B'} + n_{C'} + n_{D'}) - 2], \quad (3)$$

а функция $\varphi(x, \theta)$ выражается через интеграл от структурных функций, описывающих распределение частиц A' , B' и C в адронах A , B и состоянии C' . Информация о виде этих структурных функций может быть получена с помощью использования принципа автомодельности и правил размерного кваркового счета, а также представления структурных функций через релятивистские квазипотенциальные волновые функции, на чем мы подробнее остановимся ниже.

Как видно из формул (2) и (3), минимальная степень убывания инклюзивного сечения (как p_T^{-4}) осуществляется, когда подпроцесс $A'+B' \rightarrow C'+D'$ происходит за счет упругого рассеяния двух кварков (жесткое рассеяние). Процессам, обусловленным рассеянием составных подсистем $q\pi \rightarrow q\pi$, $qd \rightarrow qd$ [d — дикварк (qq)], соответствует более быстрое убывание сечения [5, 6]

$$\frac{d\sigma}{d^3 p/E_p}(AB \rightarrow \pi) \sim A(x_\perp \dots) p_T^{-8} + B(x_\perp \dots) p_T^{-12}, \quad (4)$$

где $x_\perp = 2p_T/\sqrt{s}$.

Отклонение от чисто степенного автомодельного поведения в рамках КХД описывается с помощью так называемых аномальных размерностей, которые могут быть вычислены по теории возмущений. В [17] были сформулированы универсальные правила кваркового счета для аномальных размерностей, описывающих логарифмическое отклонение от

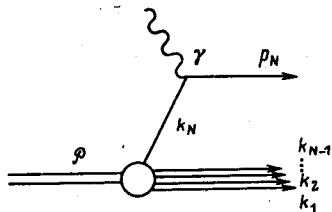


Рис. 2. Схематическое изображение матричного элемента тока перехода адрона в кварки.

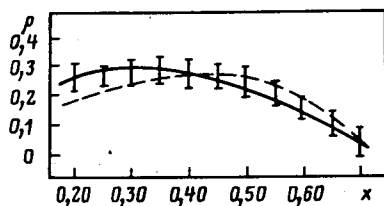


Рис. 3. Сравнение x -зависимости рассчитанной структурной функции пиона $\rho(x, Q^2)$ с экспериментальными данными

степенной зависимости в глубоконеупругих адрон-адронных и лептон-адронных реакциях с большими переданными импульсами и частицами разных сортов в конечных состояниях. Полученные формулы позволяют провести всестороннюю проверку предсказаний КХД, что представляет собой интересную задачу для будущих экспериментов при высоких энергиях.

3. Описание структурных функций адронов в рамках ковариантного одновременного формализма. Как было отмечено ранее, знание ковариантных одновременных волновых функций как решений соответствующих квазипотенциальных уравнений позволяет в принципе рассчитать вид структурных функций. Эта задача решалась в работах ряда авторов [5–7]. В них было показано, что входящий в адронный тензор матричный элемент тока перехода адрона A в конечное состояние $|X, a\rangle$ в импульсном приближении может быть выражен через квазипотенциальную волновую функцию Ψ_M^A связанного состояния N частиц, образующих адрон A (рис. 2).

В импульсном приближении, соответствующем учету лишь тех глюонов, обмен которыми создает входящий в уравнение для волновой функции связанного состояния кварков квазипотенциал, структурную функцию можно представить в виде [18]

$$\rho_i(\xi, W^2) = \rho_i^{\text{СК}}(\xi) + \rho_i^{\text{предск}}(\xi, W^2), \quad (5)$$

где $\rho_i^{\text{СК}}(\xi)$ — скейлинговая (по переменной Нахтмана ξ) часть структурной функции.

На рис. 3 изображены графики зависимости $\rho(x, Q^2)$ (при фиксированном значении Q^2) в случае выбора Ψ_M^A в виде точного решения квазипотенциального уравнения с запирающим осцилляторным потенциалом (сплошная линия) и в виде приближенного решения с модельным хромодинамическим потенциалом (пунктир), которые при определенном выборе параметров неплохо согласуются с экспериментальными данными по структурной функции π -мезона. Изучение вклада предасимптотического члена $\rho^{\text{предск}}(\xi, Q^2)$ в Q^2 -зависимость показало, что эффекты связности приводят в области $x > 0,35$ к убыванию структурной функции при изменении Q^2 в интервале $0,5 \leq Q^2 \leq 10$ (ГэВ/с)², а далее их

вклад практически исчезает. Рост же структурной функции при малых x с увеличением Q^2 будет осуществляться лишь при определенных условиях, налагаемых на массу кварка.

4. Автомодельное поведение сечений полуинклюзивных реакций. Интересной особенностью инклюзивных процессов в области больших p_T является зависимость средней ассоциативной множественности от поперечного импульса частицы-триггера. Для понимания этой зависимости весьма плодотворен многокомпонентный подход к описанию инклюзивных и полуинклюзивных спектров.

Рассмотрим полуинклюзивный процесс



т.е. в данном случае в реакции инклюзивным образом выделяется одна из заряженных вторичных частиц, которая получила в результате взаимодействия большой поперечный импульс $[C(p_T) - \text{частица-триггер}]$.

Процесс (6) характеризуется так называемым полуинклюзивным сечением $d\sigma^n/d^3p_c$, которое, будучи просуммировано по числу всех заряженных частиц n , приводит к одночастичному инклюзивному распределению $d\sigma/d^3p_c = \sum_n d\sigma^n/d^3p_c$. В [5, 19] подробно исследовались по-

луинклюзивные распределения в рамках отмеченной выше трехмерной формулировки квантовой теории поля, а также связь моментов полуинклюзивного распределения со структурными функциями.

Проиллюстрируем корреляционный характер ассоциативной множественности рассмотрением закона подобия для полуинклюзивных процессов [19]. Ассоциативная множественность реакции (6) определяется следующим образом:

$$\langle n(p_T) \rangle = \frac{\sum_n (n-1) F(n, p_T)}{\sum_n F(n, p_T)}, \quad (7)$$

где $F(n, p_T)$ — полуинклюзивное распределение.

Предположим, что это распределение может быть разбито на компоненты в соответствии с силой корреляций между множественностью и поперечным импульсом триггера:

$$F^{\text{tot}}(n, p_T) = F^0(n, p_T) + F'(n, p_T).$$

Используя только слагаемое, отвечающее слабой корреляции, придем к известному KNO-скейлингу:

$$\langle n \rangle \sigma_n / \sum_n \sigma_n = \Psi(n / \langle n \rangle). \quad (8)$$

В то же время корреляционный член средней ассоциативной множественности и соответствующее ему распределение дают закон подо-

бия для полуинклюзивных сечений [19]:

$$\langle n(p_T) \rangle \frac{d\sigma_n}{d^3 p_T} \left/ \sum_n \frac{d\sigma_n}{d^3 p_T} \right. = \Psi \left(\frac{n}{\langle n(p_T) \rangle} \right), \quad (9)$$

который получил экспериментальное подтверждение на ускорителях Серпухова и ЦЕРН. Такой закон следует, в частности, из представлений о когерентном возбуждении нуклона и моделей множественного рождения в приближении прямолинейных путей, которые предсказывают зависимость

$$\langle n(p_T) \rangle = a + bp_T^2, \quad (10)$$

близкую к наблюдаемой на опыте.

Таким образом, KNO-скейлинг отвечает нулевым (или пренебрежимо малым) корреляциям $\langle n \rangle$ и p_T . В случае сильных корреляций можно ожидать выполнения соотношения (9). Это соотношение позволяет получить также формулу скейлинга в среднем. При сверхвысоких энергиях, когда доля вторичных частиц, рожденных в струе, увеличивается (корреляции $\langle n \rangle$ и p_T значительные), следует ожидать специфических отклонений от KNO-распределения.

Следует отметить, что автомодельная функция $\Psi(z)$ (9) может быть найдена как решение уравнения ренормгруппы для полуинклюзивных сечений [5, 19]. При этом закон дисперсии

$$D(p_T) = \frac{1}{\sqrt{a}} \langle n(p_T) \rangle \quad (11)$$

и отклонения от него, которые были изучены в рамках уравнения ренормгруппы, имеют аналогию с соотношением Вроблевского-Мальхотры для полных средних множественностей

$$D = A \langle n \rangle - B. \quad (12)$$

Экспериментальное подтверждение закономерности (9) явно свидетельствует о сильных корреляциях $\langle n \rangle$ и p_T .

5. Процессы с большой множественностью. Многокомпонентное описание экспериментальных данных. Как уже отмечалось выше, процессы с большой множественностью главным образом происходят на больших расстояниях (при малых p_T). Здесь существенны иные механизмы генерации частиц, нежели в области больших p_T .

Для описания таких процессов весьма плодотворным является многокомпонентный подход [5, 19]. Рассмотрим одну из его конкретных реализаций. Отправным моментом модели является предположение, что в наблюдаемую множественность основной вклад вносят области фазового пространства, выделяемые следующим образом:

а) область, соответствующая вторичным частицам, образованным благодаря диссоциации сталкивающихся (лидирующих) частиц;

б) область, отвечающая независимому испусканию разного сорта нейтральных адронных ассоциаций (кластеров) с нулевым изоспином.

При этом вероятность распределения по числу кластеров имеет вид:

$$W_{n_1, n_2, \dots}^{ij} = \alpha_i \beta_j P_{n_1}(\langle n_1 \rangle) P_{n_2}(\langle n_2 \rangle) \dots, \quad (13)$$

где α_i, β_j — вероятности i -го и j -го каналов диссоциации налетающей частицы и частицы мишени соответственно; $n_i(\langle n_i \rangle)$ — множественность (средняя множественность) кластеров типа i ; $P_n(\langle n \rangle)$ — пуассоновское распределение. Феноменологический анализ показывает, что сталкивающиеся адроны диссоциируют в среднем не более чем на три частицы и что диссоциация равновероятна для налетающей частицы и мишени. Если при этом ограничиться, например, рассмотрением кластеров с модами распада не более чем в четыре заряженные частицы, то распределение заряженных частиц по множественности в процессах $ap \rightarrow n + X(a = p, \bar{p}, K^\pm, \pi^\pm)$ будет иметь вид:

$$\begin{aligned} W_{n_c} = & a^2 \sum_{n=0}^{\left[\frac{n_c-2}{4} \right]} P_n(b) P_{\frac{n_c-2-4n}{2}}(a) + \\ & + 2a(1-a) \sum_{n=0}^{\left[\frac{n_c-4}{4} \right]} P_n(b) P_{\frac{n_c-4-4n}{2}}(a) + \\ & + (1-a)^2 \sum_{n=0}^{\left[\frac{n_c-6}{2} \right]} P_n(b) P_{\frac{n_c-6-4n}{2}}(a), \end{aligned} \quad (14)$$

где a — вероятность диссоциации не более чем на одну заряженную частицу; a и b — средние числа кластеров, распадающихся на две и четыре заряженные частицы соответственно.

Зная топологическое сечение W_n , можно вычислить среднюю множественность и остальные корреляционные моменты и распределения.

Например, средняя множественность заряженных частиц определяется выражением

$$\langle n \rangle = 2a + 4b + 2 + 4(1-a), \quad (15)$$

а второй корреляционный момент

$$f_2 = \langle n \rangle + 8b - 8\beta^2 - 4.$$

На основе этой модели [20] было проведено описание экспериментальных данных по топологическим характеристикам для pp -, $p\bar{p}$ -, $p\pi$ -, Kp -взаимодействий в области до энергий $s \approx 100 \div 4000$ ГэВ². Было получено вполне удовлетворительное описание распределения по множественности с $\chi^2 = 1,6$ и, кроме того, сделаны предсказания для энергий SPS-коллайдера. Предсказания согласуются с экспериментальными ре-

зультатами, полученными в *pp*-соударениях при энергии $\sqrt{s} = 540$ ГэВ. Так, для средней множественности теоретическое значение $\langle n^{\text{теор}} \rangle = 27,7$, а $\langle n^{\text{эксп}} \rangle = 27,4 \pm 2,0$.

Модель использовалась для изучения зарядово-нейтральных корреляций и корреляций вперед-назад, для которых также были получены предсказания, подтвердившиеся экспериментально (на ускорителях ИФВЭ, FNAL, ЦЕРН) [21, 22].

Были изучены свойства адронных ассоциаций (кластеров, резонансов) и механизмов образования вторичных частиц, в частности, показано возрастание при высоких энергиях вклада многочастичных адронных кластеров. Это можно рассматривать как объяснение событий с большой множественностью, обнаруженных в космических лучах. Более детально такие явления предстоит исследовать на ускорителях будущего.

Заключение. Физика множественного рождения адронов — бурно развивающаяся область, без которой невозможно построить будущую теорию элементарных частиц. Следует подчеркнуть, что есть все основания считать множественные характеристики неразрывно связанными с внутренней структурой сталкивающихся частиц. Здесь важным фактором является установление универсальности структурной функции адрона.

Бесспорным на сегодняшний день представляется наличие не одного, а ряда механизмов множественной генерации частиц, хотя выделение их в эксперименте — непростая задача.

Детальное исследование процессов множественного рождения на ускорителях частиц и релятивистских ядер, анализ корреляционных явлений в этих процессах [23] позволяет открыть немало нового и интересного.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Логунов А.А., Мествиришвили М.А., Петров В.А. Общие принципы квантовой теории поля и их следствия. М.: Наука, 1977.
2. Matveev V.A., Muradyan R.M., Tavkhelidze A.N. — *Nuovo Cimento Lett.*, 1973, vol. 5, p. 907–911.
3. Ньюнко Н.Е., Тюхтяев Ю.Н., Фаустов Р.Н. — В кн.: Проблемы физики высоких энергий и квантовой теории поля. IV Междунар. семинар. Протвино: ИФВЭ, 1983, с. 104–115.
4. Lepage G.P. — *Phys. Rev.*, 1977, vol. A16, p. 863–876.
5. Квинихидзе А.Н., Сисакян А.Н., Слепченко Л.А., Тавхелидзе А.Н. — Физика элементарных частиц и атомного ядра, 1977, т. 8, вып. 3, с. 478–543.
6. Sivers D., Brodsky S.J., Blankenbecker R. — *Phys. Rev.*, 1976, vol. 23, N 1, p. 1–121.
7. Faustov R.N. — In: Proc. V Intern. Symp. on Many Particle Hadrodynamics. Eisenach and Leipzig, 1974, p. 769–774.
8. Черников Н.А. — Физика элементарных частиц и атомного ядра, 1973, т. 4, вып. 3, с. 773–810.
9. Широков Ю.М. — Журн. эксперим. и теорет. физ., 1951, т. 21, с. 748–760.
10. Matveev V.A., Muradyan R.M., Tavkhelidze A.N. JINR Preprint E2-3498. Dubna, 1967, 24 p.; Faustov R.N. — *Ann. Phys.*, 1973, vol 78, N 1, p. 176–187.
11. Kadyshevsky V.G. — *Nucl. Phys.*, 1968, vol. B6, p. 125–148.
12. Логунов А.А., Саврин В.И., Тюрин Н.Е., Хрусталев О.А. — Теорет. мат. физ., 1971, т. 6, с. 157–165.
13. Ризов В.А., Тодоров И.Т. — Физика элементарных частиц и атомного ядра, 1975, т. 6, вып. 3, с. 669–742.

14. Кулешов С.П., Матвеев В.А., Сисакян А.Н. — Там же, т. 5, вып. 1, с. 3–62.
 15. Саврин В.И., Тюрин Н.Е., Хрусталев О.А. — Там же, 1976, т. 7, вып. 1, с. 21–54.
 16. Savrin V.I., Sidorov A.V., Skachkov N.B. — *Hadronic J.* (Garward Univ.), 1981, vol. 4, N 5, p. 1642–1680.
 17. Matveev V.A., Slepchenko L.A., Tavkheldize A.N. — *Phys. Lett.*, 1981, vol. B100, p. 75–78.
 18. Savrin V.I., Skachkov N.B. — *Nuovo Cimento*, 1981, vol. 65A, N 1, p. 1–14.
 19. Матвеев В.А., Сисакян А.Н., Слеченко Л.А. — *Ядерная физика*, 1976, т. 23, вып. 2, с. 432–437.
 20. Drenska S., Mavrodiev S.Cht., Sissakian A.N. — In: *JINR Rapid Communications*, Dubna: JINR, 1984, N 1–84, p. 7–12.
 21. Мавродиев С.Ш., Сисакян А.Н., Торосян Г.Т. Препринт ОИЯИ P2-12570. Дубна, 1979. 18 с.
 22. Мавродиев С.Ш., Митрюшкин В.К., Сисакян А.Н., Торосян Г.Т. — *Ядерная физика*, 1979, т. 30, вып. 1, с. 245–252.
 23. Baldin A.M. — *Nucl. Phys.*, 1985, vol. A434, p. 695; Балдин А.М., Диденко Л.А. — В кн.: *Краткие сообщения ОИЯИ*, №8–85, Дубна, 1985, с. 5–17.

УДК 539.171.1:539.12.01

КВАНТОВАЯ ХРОМОДИНАМИКА И СТРУКТУРА ЭЛЕМЕНТАРНЫХ ЧАСТИЦ

*А.В. Ефремов, д-р физ.-мат. наук,
И. Златев, профессор (НРБ),
П.С. Исеев, д-р физ.-мат. наук*

Одним из наиболее знаменательных событий в физике 70-х годов было рождение и становление квантовой хромодинамики (КХД) — квантовополевой теории сильных взаимодействий кварков и глюонов, которая по современным представлениям отвечает как за силы, связывающие кварки в адронах, так и за внутриядерное взаимодействие нуклонов. Эта теория естественно вобрала в себя все представления о структуре адронов и их взаимодействии, накопившиеся к моменту ее создания, — представления о партонах, о цветных кварках и идею локальной калибровочной симметрии.

Кварковая гипотеза (Гелл-Ман, Цвейг), согласно которой все адроны являются связанными состояниями либо кварк-антикварковой пары, либо трех кварков, хорошо объясняла систематику адронов, т.е. их группировку по свойствам в единичные и изотопические мультиплеты, расщепления адронов в этих семействах по массам, а также некоторые статические свойства адронов (например, их магнитные моменты). Важным составным элементом этой картины было представление о "цвете" кварков [1], т.е. о необходимости утроения кварков каждого типа ("аромата"), которых сейчас открыто уже пять (u, d, s, c, b). Оно оказалось необходимым для того, чтобы, не входя в противоречие с принципом Паули, запрещающим трем одинаковым частицам с полуцелым спином находиться в одном и том же состоянии, построить некоторые барионы (например, Δ^{++} , состоящий из трех u -кварков). Потребовалось также дополнительное условие "бесцветности" наблюдаемых адронных состояний, т.е. неизменности векторов состояний при преобразованиях в цветовом пространстве. Наиболее экономной схемой таких преобразований были бы повороты в трехмерном цветовом пространстве [так называемая группа $SO(3)$, которая эквивалентна [2] тому, что кварковые поля подчиняются не статистике Ферми–Дирака с принципом Паули, а парастатистике, допускающей три одинаковые частицы в одном и том же состоянии]. Однако в та-