

ОБЪЕДИНЕННЫЙ ИНСТИТУТ ЯДЕРНЫХ ИССЛЕДОВАНИЙ

11-2001-176

На правах рукописи
УДК 539.17.01: 519.8

КОСТЕНКО
Борис Федотович

**РАЗВИТИЕ МОНТЕ-КАРЛОВСКИХ МОДЕЛЕЙ
ВЗАИМОДЕЙСТВИЙ АДРОНОВ С АТОМНЫМИ ЯДРАМИ**

Специальность: 05.13.18 — математическое моделирование,
численные методы и комплексы программ

Автореферат диссертации на соискание ученой степени
кандидата физико-математических наук

Дубна 2001

Работа выполнена в Лаборатории информационных технологий
Объединенного института ядерных исследований.

Научный руководитель:
доктор физико-математических наук,
профессор

Барашенков
Владилен
Сергеевич

Официальные оппоненты:
доктор физико-математических наук,
профессор

Ососков
Геннадий
Алексеевич

кандидат физико-математических наук
старший научный сотрудник

Соболевский
Николай
Михайлович

Ведущая организация: Институт физики высоких энергий,
г. Протвино Московской обл.

Защита диссертации состоится "___" _____ 2001 г. в "___" час.
на заседании диссертационного совета Д720.001.04 при Лаборатории
информационных технологий Объединенного института ядерных
исследований по адресу г. Дубна Московской обл.

С диссертацией можно ознакомиться в библиотеке ОИЯИ.

Автореферат разослан "___" _____ 2001 г.

Ученый секретарь
диссертационного совета

З.М.Иванченко

Общая характеристика работы

Актуальность темы. Изучение взаимодействия адронов (h) с атомными ядрами (A) требует сегодня серьезной программной поддержки. Только выполнив достаточно сложный численный эксперимент на ЭВМ и сравнив его результаты с опытными данными, можно проверить основные предположения теории. Поэтому, разработка алгоритмов и программ расчета имеет здесь не менее важное значение, чем проведение реальных лабораторных исследований и создание физических моделей процесса. Хотя к настоящему времени центр изучения $h - A$ и $A - A$ взаимодействий сместился в область высоких энергий, где существенную роль должны играть кварк-глюонные ($q - g$) степени свободы, в области промежуточных и низких энергий осталось множество нерешенных вопросов, не зная ответы на которые трудно, даже на качественном уровне, оценить достоверность новейших моделей высокоэнергетических $h - A$ и $A - A$ взаимодействий. В частности, пока невозможно осуществить непрерывный переход от описания при энергиях налетающего адрона $T \leq 1$ ГэВ, где роль $q - g$ степеней свободы еще не велика (и где имеется практически достоверная физическая картина процесса в терминах обычных частиц), к энергиям в несколько десятков ГэВ, где $q - g$ эффекты уже могут быть существенны. Этому мешают, прежде всего, отсутствие точного алгоритмического описания процесса переноса вещества и энергии в ядре (независимо от того, в каких терминах — адронных струн, партонов, резонансов или обычных частиц — ведется описание), трудности последовательного учета рождения адронных резонансов и многочастичных взаимодействий (МВ).

Актуальность темы диссертации определяется также множеством прикладных задач, связанных с расчетом транспорта частиц в гетерогенных средах со сложной границей, практически полностью относящимся к области промежуточных и низких энергий. Среди них — защита от ускорительного и космического излучения, разработка электроядерных технологий производства энергии и трансмутации радиоактивных отходов и др. Из-за сложности и дороговизны опытов, значительную часть данных здесь получают путем математического моделирования на ЭВМ. Необходимость учета большого числа переменных

условий эксперимента делает наиболее удобным для этих целей использование метода Монте Карло (МК). К настоящему времени разработано более десятка таких пакетов МК-программ, однако их точность еще не удовлетворяет требованиям практики. При вполне приемлемых затратах машинного времени статистическая погрешность МК-метода ($\simeq 2 - 3\%$) значительно меньше неточностей, вносимых физическими моделями и округлениями при их алгоритмической реализации, в частности — описанием внутриядерной лавины (ВЛ). Так, существующие алгоритмы расчета, как правило, не верно учитывают временную последовательность событий (точный учет требует больших затрат машинного времени, что неприемлемо при проведении прикладных разработок), вовсе не принимают внимание, или учитывают очень грубо, резонансы и МВ.

В этой связи возникает ряд проблем. Например, известные алгоритмы расчета не приспособлены для учета МВ. Кроме того, принять во внимание МВ и резонансы с высокой точностью пока нельзя из-за недостатка соответствующих экспериментальных данных. Для резонансов данных очень мало, а для МВ — вообще нет.

Моделирование $h - A$ взаимодействий требует также воспроизведения ряда квантовых особенностей процесса. В частности, необходимо оценить сечения взаимодействия многочастичных (при высоких энергиях — многокварковых) систем с внутриядерным нуклоном с учетом теневых поправок. Представляется также важным принять во внимание эффекты тождественности рождающихся π -мезонов и связанные с этим эффекты стимулирования процессов адронизации рождающимся мезонным полем.

Целью диссертационной работы является развитие методов математического моделирования $h-A$ взаимодействий в области низких, промежуточных и высоких энергий с учетом квантовых особенностей процессов адронизации, разработка методов расчета сечений МВ и процессов с участием Δ -резонанса, формулировка алгоритма и создание МК-программы расчета $h-A$ взаимодействий в области низких и промежуточных энергий с учетом точной временной последовательности событий и МВ.

Научные результаты и новизна работы.

Предложен алгоритм расчета ВЛ, более точный, чем те, что описаны ранее¹. В частности, явно учтены не только пространственные, но и временная координата взаимодействий. Используя обобщение метода максимального сечения (Колмена) на случай сред с уменьшающейся плотностью, алгоритм сформулирован наиболее оптимальным образом — так, что контроль процесса переноса осуществляется только в те моменты, когда одна из частиц лавины взаимодействует с внутриядерным нуклоном. Благодаря этому время решения задачи на ЭВМ достигает своего абсолютного минимума, что важно при решении прикладных задач, обычно требующих больших затрат машинного времени.

Другая черта, отличающая нашу программу от уже существующих, — принятие во внимание МВ. Для этого, помимо чисто алгоритмического решения задачи переноса адронов в ядре с учетом МВ и правильной временной последовательности событий, были созданы математические модели МВ и процессов с участием Δ -резонанса, восполняющие вышеуказанный пробел в экспериментальных данных. Можно ожидать, что эти модели, оформленные в виде отдельных программных модулей, будут полезными при "сборке" и других генераторов взаимодействий высокоэнергетических частиц с атомными ядрами. Построена модель образования π -мезонов из кварк-антикварковых пар, принимающая во внимание эффекты стимулирования процесса адронизации рождающимся мезонным полем.

Обнаруженное в рамках развиваемой в диссертации каскадной модели несоответствие между предсказаниями теории и экспериментом, фактически, оказалось одной из причин для перехода (в работах других авторов) к более детальному, учитывающему кварковую структуру адронов, описанию процесса развития ВЛ. С этой точки зрения представляется важной указанная в диссертации верхняя граница применимости обычной, не учитывающей высокоэнергетические особенности процесса переноса в ядре, каскадной модели.

Практическая значимость диссертационной работы определяется со-

¹В.С. Барашенков, В.Д. Тонеев. Взаимодействие высокоэнергетических частиц и атомных ядер с ядрами. Атомиздат, М., 1972. В.С. Барашенков и др., УФН, 1973, т. 109, с.91

зданным, на основе новых более точных алгоритмов расчета внутриядерного каскада, пакетом программ EMULS, включающем в себя программные модули, позволяющие учитывать при моделировании внутриядерного каскада многочастичные взаимодействия и Δ -резонансы. Разработанные автором программы переданы в ряд отечественных и зарубежных научных центров. Они используются при интерпретации экспериментальных данных по $h - A$ взаимодействиям, при решении задач радиационного материаловедения, в частности - при изучении надежности электроники в космических и авиационных летательных аппаратах², при проектировании электроядерных установок.

На защиту выносятся следующие результаты:

1. Монте-карловский алгоритм временной эволюции внутриядерного адронного каскада и его программная реализация, учитывающие пространственно-временные координаты всех внутриядерных взаимодействий, позволяющие изучать изменения свойств ядра в процессе развития лавины и получать информацию о принципиально новом типе адронных реакций — о так называемых многочастичных взаимодействиях.
2. Рассчитанная на основе релятивизованного обобщения теории Глаубера амплитуда рассеяния многочастичного кластера или многокваркового фэйрбола, используемая при моделировании многочастичных взаимодействий.
3. Необходимые для моделирования внутриядерного каскада, рассчитанные в приближении одноноционного обмена с феноменологическим формфактором и на основе обобщения модели Николаева-Левченко дифференциальные и интегральные сечения взаимодействий Δ -резонанса с нуклоном.
4. Оценка границы $T \leq 10$ ГэВ применимости общепринятой каскадно-испарительной модели, не учитывающей резонансы, кварк-глюонные степени свободы, преасимптотические эффекты и другие особенности высокоэнергетических ядерных реакций.

²В.С. Барашенков и др. 1993, ЭЧАЯ, т. 24, с. 246. В.С. Барашенков, ЭЧАЯ, 1978, т. 9, с.871

5. Модель адронизации, описывающая переход кварк-антикварковых пар в наблюдаемые π -мезоны с учетом тождественности рождающихся частиц и стимулирования процесса адронизации образующимся мезонным полем.

Апробация работы. Основные результаты диссертации докладывались на семинарах ЛВТА (ЛИТ) ОИЯИ, сессиях Отделения ядерной физики АН СССР, V и X Международных семинарах по проблемам физики высоких энергий (Дубна), II проблемном семинаре "Взаимодействия частиц и ядер высокой энергии с ядрами" (Ташкент), Школе ЦЕРН-ОИЯИ (Табор, 1983).

Основные результаты диссертации опубликованы в работах :

[1] – [13].

Структура диссертации.

Диссертация состоит из введения, двух глав, включающих 6 параграфов, заключения, приложения и списка литературы, содержащего 206 наименований. В ней имеется 16 рисунков и 11 таблиц. Общий объем работы — 132 страницы наборного текста.

Содержание работы

Во **Введении** обосновывается актуальность и раскрывается содержание темы диссертации, представлен краткий обзор литературы, относящейся к теме, и отмечены аспекты проблемы, которые не были разработаны ранее. На этой основе формулируются цели работы и указывается, в чем заключается новизна и научно - практическая значимость полученных результатов. Затем приводится план диссертации.

В **первой главе** вначале кратко обсуждаются физические предпосылки, лежащие в основе принятой в диссертации квазиклассической модели переноса вещества и энергии в атомном ядре и дается схематичный набросок вывода уравнения больцмановского типа, которое отвечает рассматриваемой картине (с использованием вигнеровского формализма). Затем сформулирован новый МК-алгоритм решения соответствующей задачи транспорта в ядре, позволяющие рассчитывать $h - A$ взаимодействия как при низких и промежуточных,

так и при высоких энергиях, корректно воспроизводящий временную последовательность развития ВЛ и учитывающий МВ. Во многих существующих в настоящее время программах расчета адрон-ядерных и ядро-ядерных взаимодействий (в том числе и тех, которые базируются на феноменологии партонов и адронных струн) учет вторичных перерасеяний производится с помощью прослеживания классических траекторий в ядре и розыгрыша взаимодействий с лежащими на этом пути нуклонами. Поэтому эффективные МК-алгоритмы решения задачи распространения ВЛ, разработанные для низких и промежуточных энергий, где роль кварковых эффектов еще невелика, не теряют своего значения и при описании высокоэнергетических h - A и A - A взаимодействий.

В моделях, не учитывающих изменения свойств ядра под действием ВЛ и не рассматривающих МВ, отдельные ветви каскада можно считать независимыми. Это предположение используется в большинстве каскадных программ при $T \leq 1$ ГэВ. Временная координата в расчет не входит. В работе Барашенкова и др.³, где было впервые принято во внимание изменение плотности ядерной материи в ходе развития ВЛ, временная динамика учитывалась путем первоочередного прослеживания взаимодействий наиболее быстрых частиц. Недостаток этой и других подобных моделей состоит в том, что нередко пришедшая со стороны медленная частица успевает выбить ядерный нуклон раньше, чем с ним провзаимодействует более быстрая. В работе брукхейвенской группы⁴ предложен алгоритм, учитывающий временную динамику путем рассмотрения всех происходящих в ядре событий через очень короткие последовательные интервалы времени. Однако такой подход требует больших затрат времени ЭВМ.

Расчетное время можно существенно сократить, если положение каскадных частиц контролировать лишь в моменты их взаимодействия с нуклонами ядра (A -нуклонами) [3, 4]. В принципиальном отношении такой алгоритм сводится к семи основным блокам: 1 — рассчитываются координаты и импульсы всех A -нуклонов, 2 — производится выбор частицы с наименьшим временем взаимодействия, 3 — разыгрывается точка ее взаимодействия, 4 — рассчитываются

³В.С. Барашенков и др., УФН, 1973, т. 109, с.91

⁴К. Chen et al., Phys. Rev., 1969, v. 166, p.949

характеристики рождающихся в этом взаимодействии частиц, 5 — проверяется, удовлетворяют ли они принципу Паули; если да, то нуклон-мишень переводится в разряд лавинных частиц, если нет, то продолжается прослеживание траектории ранее выбранной частицы, 6 — этот блок формирует цикл по всем имеющимся каскадным частицам, 7 — выполняется смещение всех лавинных частиц в положения, соответствующие моменту времени последнего разыгранного взаимодействия, от которого и производится дальнейший отсчет времени. Расчет заканчивается после исчерпания всех каскадных частиц (их вылета, а для медленных — поглощения в ядре), после чего стандартными методами рассчитывается распад остаточного ядра.

Можно еще более оптимизировать алгоритм расчета, если уменьшение числа A -нуклонов (эффект трейлинга) учитывать с помощью метода максимального сечения⁵ (Колмена). При этом расчет пробегов и точек взаимодействия частиц выполняется с использованием начального распределения A -нуклонов, без учета того, что некоторые из них будут выбиты за время движения лавинных частиц до точек их взаимодействия. Уменьшение ядерной плотности рассчитывается в этом случае методом браковки фон Неймана: перед розыгрышем взаимодействия каждый раз проверяется, присутствует ли A -нуклон в данной точке или он уже выбит другой каскадной частицей. Такой способ расчета избавляет от необходимости перерозыгрыша пробегов и точек взаимодействия каскадных частиц после расчета каждого взаимодействия. Вычисляются пробеги лишь вновь рождающихся частиц (в том числе — нуклонов, увлеченных ВЛ).

МВ впервые исследовались с помощью очень грубой модели, не учитывавшей трейлинга и с весьма приближенной временной упорядоченностью событий⁶. Основная трудность при моделировании МВ состоит в почти полном отсутствии сведений об их свойствах. С другой стороны, именно это обстоятельство стимулирует интерес к их изучению путем сравнения с опытом каскадных моделей, основанных на тех или иных гипотезах. Алгоритм розы-

⁵Г.А. Михайлов. Некоторые вопросы методов Монте Карло. Наука, Новосибирск, 1974

⁶I.S. Artykov, V.S. Barashenkov et al., Nucl. Phys., 1968, v. 136, p.11

грыша ветвей ВЛ, связанных МВ, должен удовлетворять очевидному требованию (причинности): события из будущего не влияют на события в прошлом. При этом следует учитывать конечную пространственно-временную протяженность отдельного МВ. Последнее обстоятельство и определяет идею расчета: в МВ объединяются все частицы с пробегами, оканчивающимися в некоторой ограниченной пространственно-временной области. Ее пространственные размеры можно считать близкими к размерам нуклона; объединением в одном взаимодействии сразу нескольких A -нуклонов мы пренебрегали (за исключением экспериментально установленных процессов поглощения π -мезона на паре нуклонов).

Схема расчета в этом случае такова. Пусть частице с наименьшим временем взаимодействия t_{min} соответствует нуклон-партнер с номером i . Тогда совокупность всех событий, которые без нарушения причинности можно объединить в единое взаимодействие с этим нуклоном, лежит в полосе $[t_{min}, t_{min} + \tau]$, где τ — длительность многочастичного взаимодействия. Для каждой из ливневых частиц, попавших в эту полосу, будем последовательно (от меньших времен к большим) проверять: не был ли уже выбит ранее ее нуклон-партнер и, если нет, то разрешено ли взаимодействие с ним принципом Паули. В случае невыполнения хотя бы одного из этих условий, траектория ливневой частицы продолжается далее. После завершения указанного цикла, будут известны все частицы, взаимодействующие с i -м нуклоном в интервале $\delta t = \tau$. Затем рассчитываются характеристики найденного взаимодействия (одно- или многочастичного, в зависимости от числа сталкивающихся частиц). Всем родившимся и упруго рассеянными частицам присваивается одно и то же время $t_i = t_{min} + \tau$, после чего для них вычисляются пробеги и времена взаимодействий. Описанная процедура повторяется в цикле до исчерпания всех каскадных частиц в ядре. Далее выполняется расчет предравновесной и делительно-испарительной стадий процесса⁷. Хотя приведенные рассуждения и основаны на неявном допущении о факторизации сечения многочастичных процессов (когда вероятность взаимодействия группы каскадных частиц считается пропорциональной

⁷К.К. Gudima, S.G. Mashnik, V.D. Toneev, Nucl. Phys. A, 1983, v. 401, p.329

произведению вероятностей взаимодействий отдельных частиц), уменьшающие сечение эффекты взаимной экранировки ливневых частиц можно учесть воспользовавшись еще раз методом Колмена, т.е. выполняя частичную отбраковку найденных событий с соответствующей вероятностью.

Поглощение медленного π - мезона в ядре можно рассчитать в модели с образованием Δ -резонанса⁸, или на основе ее феноменологического эквивалента — рассмотрения поглощения мезона на паре нуклонов. Первый подход сводится к появлению в ядре новой лавинной частицы с соответствующими резонансу сечением взаимодействия и вероятностью распада и может быть рассмотрен обычным образом. Второй подход более часто используется в расчетах, так как не требует разработки детальной модели, использующей информацию о свойствах Δ -резонансов, и составляет отдельную алгоритмическую проблему. Покажем, каким образом этот способ можно включить в схему расчета ВЛ с учетом МВ. Пусть π -мезон поглощается парой нуклонов, один из которых имеет номер i . Предполагается, что это — нуклон-партнер, попавший в цилиндр взаимодействия каскадной частицы и взаимодействующий с ней с сечением σ_{abs}/A , где σ_{abs} — сечение поглощения π -мезона на ядре, A — атомный номер ядра. Тогда дальнейшее моделирование можно осуществить следующим образом. При выполнении операции "2" описанной ранее общей схемы проверяется, обладает ли рассматриваемый мезон наименьшим временем в группе частиц, взаимодействующих с тем же i -м нуклоном. Если нет, то поглощение не разыгрывается и траектория мезона прослеживается дальше (поскольку нуклон будет выбит раньше, чем произойдет поглощение π - мезона). Если же это условие выполнено, то время, приписываемое мезону увеличивается на τ (тем самым учитывается большая продолжительность времени поглощения на паре, связанная с большими размерами области этой реакции) и продолжается выполнение операции "2" основной схемы. Если при этом рассматриваемый мезон встречается повторно, то разыгрывается его поглощение на двух системах — i -м нуклоне со всеми попавшими в него в промежутке времени $(t_{min}, t_{min} + \tau)$ частицами и аналогичной системе, образовавшейся на ближайшем нуклоне. Этим завершается

⁸Как это было сделано в работе Н.С. Амелин и др., ОИЯИ Р2-83-768, Дубна, 1983

розыгрыш поглощения π -мезона на нуклонной паре.

Общая схема расчета ВЛ с учетом МВ приведена в диссертации, а полное описание соответствующей программы — в депонированной публикации [1], содержащей 77 страниц текста программ на Фортране и 63 страницы комментариев к ним.

Разделы 1.2 и 1.3 диссертации посвящены сравнению сформулированной модели с экспериментальными данными. Для каждого значения энергии первичной частицы T и заданного ядра-мишени разыгрывалось 400 – 500 каскадов. В случае фотоэмульсии с помощью известных сечений взаимодействия σ_{in} каждый раз производился предварительный розыгрыш ядра-компонента, с которым происходит взаимодействие. Окончательные результаты для среднего (E_m) и средне-тяжелого (HE_m) ядер фотоэмульсии получены суммированием для соответствующих групп ядер. При этом учитывались обычно используемые в эксперименте критерии отбора частиц с тонкими, серыми и черными следами (соответственно s -, g -, b -частицы; $h = g + b$).

На рис. 1 показаны результаты расчетов средней множественности рождающихся частиц для широкого интервала энергий первичных частиц. Для сравнения приведены также данные, которые получены в рамках модели [5], не учитывающей временную координату. Отличия от этих данных становятся заметными лишь в области $T \geq 10$ ГэВ; при меньших энергиях результаты старых и новых расчетов в пределах статистических ошибок совпадают между собой. Снижение множественности ливневых частиц практически целиком обусловлено учетом временной координаты и при $T = 100$ ГэВ составляет около 20% для легких и почти вдвое большее значение для тяжелых ядер фотоэмульсии. Таким образом, точный учет временной последовательности событий значительно улучшает согласие с экспериментом.

В области энергий при $T \geq 200$ ГэВ для легких и $T \geq 50$ ГэВ — для случая тяжелых ядер, расчетные значения $\langle n_s \rangle$ оказываются даже несколько меньше экспериментальных. Наша модель здесь становится не точной. Расчетные кривые множественности g - и h -частиц правильно передают наблюдаемое на опыте "выполаживание" при $T \geq 5 - 10$ ГэВ. Вместе с тем абсолютные

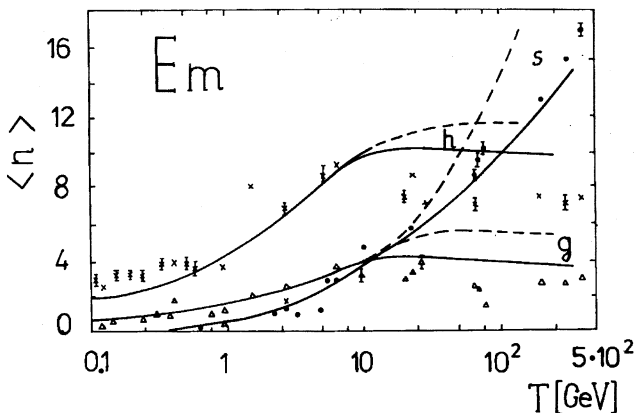


Рис. 1: Средняя множественность частиц, рождающихся в неупругих протон-ядерных взаимодействиях в расчете на среднее ядро фотоэмульсии. Значками \bullet , Δ , \times нанесены эксперимент. значения $\langle n_s \rangle$, $\langle n_g \rangle$, $\langle n_h \rangle$. Сплошные кривые — соответствующие теоретические значения, вычисленные с учетом времени, пунктир — расчет без учета времени.

значения $\langle n_g \rangle$ и $\langle n_h \rangle$ остаются завышенными, особенно для тяжелых ядер. Учет временной координаты почти не сказывается на значениях $\langle n_g \rangle$ и $\langle n_h \rangle$; различия сплошных и пунктирных кривых на рис. 1 обусловлены другими, не столь принципиальными уточнениями модели. Согласие с опытом для низкоэнергетических частиц можно несколько улучшить, если принять во внимание нестационарные процессы распада сильно возбужденных остаточных ядер⁹, однако хорошего согласия при высоких энергиях получить все же не удастся. (Все теоретические данные, обсуждаемые здесь, приведены без учета нестационарных процессов.)

Используемое в нашей модели представление о квазиклассическом движении адрона в усредненном внутриядерном потенциале, которое время от времени прерывается жесткими столкновениями с отдельными внутриядерными

⁹С.Г.Машник, В.Д.Тонеев, ОИЯИ Р4-8417, Дубна, 1974

нуклонами, справедливо лишь в коротковолновом пределе. Если это не так, то существенную роль должны играть интерференционные члены. В том случае, когда мнимая часть амплитуды рассеяния значительно больше ее действительной части, соответствующая интерференционная поправка к сечению рассеяния на двух центрах имеет отрицательный знак. Этот факт часто интерпретируется как существование длины или времени формирования — характеристик, описывающих неспособность частицы, претерпевшей внутриядерное столкновение, тут же испытать повторное взаимодействие. Не связано ли превышение выхода g и h частиц с этим явлением? Численные расчеты, выполненные в рамках теории Глаубера, а также с использованием более общего формализма, учитывающего продольную передачу импульса, показывают, что влияние длины формирования становится важным только в том случае, когда длина волны адрона λ превышает длину свободного пробега L (J. Aichelin, Phys. Rep., 1991, v. 202, p.233). Проведенное нами моделирование развития ВЛ показывает, что такая ситуация реализуется крайне редко. Даже в области больших λ , благодаря действию принципа Паули, практически всегда $L > \lambda$. Поэтому, возможности существенного улучшения теоретического описания в этом направлении весьма ограничены. В пользу этого также говорит хорошее согласие расчетов, выполненных на основе традиционной каскадной модели, с экспериментальными данными при $T < 1$ ГэВ, где эффекты длины формирования должны бы проявить себя наиболее отчетливо.

Понятие длины формирования часто употребляется еще и в другом смысле. Это — время, в течение которого “голый”, вырванный из вакуума, кварк превращается в “одетый” или составляющий. Однако, такой гипотетический механизм удастся идентифицировать в $h - A$ взаимодействиях (в виде поправки к более тривиальной физической картине процесса) только тогда, когда будет получена достоверная информация о других, более простых явлениях, которые на самом деле происходят в ядре. В частности — о МВ и о взаимодействиях с участием резонансов.

Попытки уменьшить расчетные значения $\langle n_g \rangle$ и $\langle n_h \rangle$ с помощью учета МВ также не привели нас к успеху. В настоящее время теория таких взаимодей-

ствий существует лишь в самой общей форме — в виде аналитической теории S -матрицы. Поэтому, мы пытались решать “обратную задачу” — добиться понижения множественности g и h частиц с помощью соответствующего подбора характеристик вторичных частиц, рождающихся в МВ. Оказалось, однако, что никаких достаточно реалистичных моделей МВ, позволяющих достичь поставленной цели, не существует. Резюмируя эти исследования, можно сказать, что хорошее согласие теории и эксперимента может быть получено лишь в том случае, если заметным образом **уменьшить** число мезонов, рождающихся в МВ.

Все это приводит нас к выводу о том, что установленное противоречие связано с не учетом в нашей модели рождения мезонных резонансов. В самом деле, сечение взаимодействия ρ -мезона с внутриядерными нуклонами, согласно аддитивной кварковой модели, должно быть близким к соответствующему сечению взаимодействия π -мезона. После распада ρ -мезона на два π -мезона вероятность его взаимодействия увеличивается приблизительно в два раза. Следствием этого является увеличение числа нуклонов отдачи (g -частиц), и, следовательно, увеличение энергии возбуждения остаточного ядра, т.е. также увеличение выхода b -частиц. Из-за того, что экспериментальных данных по сечениям взаимодействия легких резонансов, таких как $\rho(770)$, $\omega(783)$, $f_0(975)$, $f_2(1270)$ и др., с нуклонами пока нет, вышеприведенные грубые оценки этих величин являются пока общепринятыми. Получение какой-либо экспериментальной информации по этому вопросу является принципиально важным для будущего развития теории $h-A$ и $A-A$ взаимодействий. До ее появления вряд ли удастся прийти к **однозначным** выводам о регистрации в “ядерном детекторе” кварковых фрагментов адронов.

Расчеты также показали, что учет времени не влияет (в пределах статистических ошибок) на угловые распределения рождающихся частиц. Это обусловлено тем, что угловые и энергетические характеристики вылетающих из ядра частиц в значительной степени определяются кинематическими факторами, связанными с переходом из системы центра масс сталкивающихся частиц к лабораторной системе координат, и поэтому менее чувствительны к деталям

модели, чем множественность. В обоих случаях, с учетом и без учета временной координаты, теоретические гистограммы хорошо согласуются с экспериментом.

Значительные усилия были направлены на выделение из всего обилия имеющихся экспериментальных данных наиболее существенных, т.е. тех, согласие с которыми является критическим для проверки справедливости теории. В ряде работ (см., например, обзор К.Г. Гуламов, У.Г. Гулямов, Г.М. Чернов, ЭЧАЯ, 1978, в. 9) было высказано предположение о том, что изучение более тонких характеристик, чем средние множественности, а именно, зависимостей вида $\langle n_s(n_g) \rangle$, $\langle n_g(n_s) \rangle$, $\langle n_s(n_h) \rangle$, \dots , где символ $\langle . \rangle$ означает усреднение по ансамблю экспериментально наблюдаемых событий взаимодействия протонов или π -мезонов с ядрами, позволит лучше понять некоторые детали механизмов $h - A$ взаимодействий. В разделе 1.3 диссертации проведен детальный статистический анализ соотношений такого рода и показано, что вплоть до энергий $T \leq 10$ ГэВ разработанная нами модель хорошо описывает и эти характеристики.

Выполненный анализ показывает, что временная координата должна обязательно приниматься во внимание при моделировании внутриядерных каскадов в области энергий $T \geq 10$ ГэВ, хотя, разумеется, сам по себе учет времени еще не достаточен для согласования расчетов с экспериментом в области высоких энергий. Здесь, помимо резонансов и МВ, существенны и другие физические эффекты, наиболее интересные из которых связаны с проявлениями кварковой структуры адронов. Разработанная в первой главе диссертации более точная модель распространения ВЛ — необходимый промежуточный шаг на пути к количественному изучению роли этих явлений в $h - A$ взаимодействиях.

Во второй главе рассматриваются некоторые модели адрон-адронных взаимодействий, необходимые для моделирования $h - A$ и $A - A$ реакций. В ее первом разделе рассмотрено релятивистское обобщение теории Глаубера с целью описания взаимодействий двух систем с произвольным числом составляющих (h или q). Расчеты выполнены в предположении, что составляющие внутри системы связаны взаимодействиями осцилляторного типа. Это позволило в качестве волновых функций сталкивающихся систем использовать решения

волнового уравнения с релятивистским гармоническим потенциалом, параметры которого связаны с экспериментально измеряемыми величинами — массами и среднеквадратичными радиусами систем. Для амплитуды рассеяния получено общее аналитическое выражение, не содержащее интегралов. В качестве конкретного примера применения разработанного формализма рассмотрено рассеяние адрона на многокварковой системе (файрболе). Показано, что при высоких энергиях сечения взаимодействия адронов, атомных ядер и файрболов имеют универсальный вид, зависящий лишь от числа валентных кварков в сталкивающихся системах.

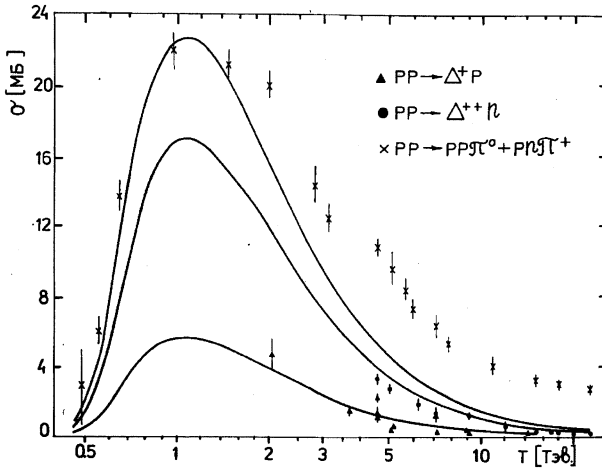


Рис. 2: Сечения неупругих $p-p$ -реакций. Точки — эксперимент (V. Flaminio et al., CERN - HERA 84-01, Geneva, 1984), кривые — расчет в полурелятивистском приближении лагранжевой модели однопионного обмена. Расхождение между экспериментом и суммарной расчетной кривой $\sigma(pp \rightarrow \Delta^{++}n + \Delta^+p \rightarrow pp\pi^0 + pn\pi^+)$ при $T > 1,5$ ГэВ обусловлено вкладом других каналов.

В разделе 2.2 сформулирована модель, позволяющая рассчитывать диф-

ференциальные и интегральные сечения реакций: $NN \rightarrow \Delta N$, $\Delta N \rightarrow NN$, $\Delta N \rightarrow \Delta N$, $\Delta N \rightarrow \Delta\Delta$, экспериментальные данные о которых пока еще не достаточны для разработки численных моделей развития ВЛ. Модель основана на "полурелятивистском" приближении лагранжевой модели однопионного обмена с феноменологическим формфактором (при низких и умеренных энергиях), а также на обобщении модели Николаева-Левченко для расчета сечений отдельных неупругих каналов ΔN -взаимодействий (при высоких энергиях) и охватывает область от 0,01 до 100 ГэВ. Результаты представлены в удобном для практического использования виде — в аналитической форме и в виде таблиц. Уровень согласия построенной модели с имеющимися экспериментальными данными продемонстрирован на Рис. 2. Имеются и другие свидетельства хорошего согласия модели с экспериментом¹⁰.

В разделе 2.3 предложена квантовая модель процессов адронизации (т.е. переходов типа $q\bar{q} \rightarrow \pi$), учитывающая тождественность рождающихся мезонов. В этой связи следует напомнить, что для описания взаимодействий частиц и ядер при высоких энергиях с учетом кварк - глюонных степеней свободы к настоящему времени разработано много различных моделей в основу которых положены либо партонная феноменология (Грибов и др.), либо представления о фрагментации адронной струны (Андерсон и соавторы). В этих моделях выделяют три основные, относительно независимые стадии: а) формирование затравочного возмущения внутренней структуры адрона, б) развитие из этого возмущения кварк - глюонной лавины, в) процессы перехода кварков и глюонов в наблюдаемые адроны. Струнный подход рассматривает образование адронов как естественное продолжение процесса деления адронной струны. В партонных моделях приходится постулировать, что непосредственно перед началом адронизации каждый из глюонов превращается в кварк - антикварковую пару, так как эти процессы уже не могут быть описаны в рамках теории возмущений, где всегда доминируют $g \rightarrow 2g$ переходы. Далее принимается гипотеза

¹⁰Например, в работе Ю.Г. Будяшов и др. (ОИЯИ Р1-92-512) отмечается, что вычисленные нами сечения рождения изобар Δ^+ и Δ^{++} оказались в хорошем согласии с появившимися позднее экспериментальными данными.

”предконфаймента” (Вольфрам, Веббер) — предположение о том, что образовавшиеся кварк-антикварковые пары объединяются в бесцветные состояния (кластеры), которые затем распадаются на наблюдаемые адроны. Существенным недостатком обеих схем адронизации является пренебрежение квантовыми эффектами тождественности рождающихся мезонов, возможностью обратного воздействия мезонного поля на источники, и тем обстоятельством, что при определенных условиях эти источники могут действовать коллективным образом. Так, еще в основополагающей работе Филда и Вольфрама (R.D. Field, S. Wolfram, Nucl. Phys. B, 1983, v. 213, p.65) отмечалось, что в том случае, когда масса партонов перед началом адронизации меньше некоторого критического значения μ_c , представление о независимости распадов отдельных партонов на наблюдаемые адроны перестает быть справедливым и кооперативные явления начинают играть доминирующую роль.

Таким образом, описание мягкой стадии процессов множественного рождения, и в частности, построение микроскопической теории адронизации кварк-глюонной плазмы — актуальная проблема современной теории сильных взаимодействий, не решенная пока в рамках строгого формализма (квантовой хромодинамики). В диссертации сформулирована модель, основанная на аналогии между переходом кварк - антикварковых пар в мезоны и генерацией электромагнитного излучения возбужденными атомами в газовом лазере. При этом, в соответствии с кластерной моделью (см., например, K. Geiger, Phys. Rep., 1995, v. 258, p.239) предполагается, что процесс адронизации определяется взаимодействием лишь кварковых и мезонных степеней свободы, т.е. что а глюоны успевают полностью превратиться в кварк - антикварковые пары еще до начала процесса адронизации. Кроме того, согласно гипотезе ”предконфаймента”, считается, что кварк - антикварковые пары объединяются в бесцветные комбинации — кластеры, распадающиеся на более легкие кварк - антикварковые пары, которые и являются источниками наблюдаемых мезонов. Процессы рождения π -мезонов и генерирования ЭМ-поля газовым лазером протекают похожим образом, если считать, что: роль возбужденного состояния атома $|\psi\rangle$ играет кварк - антикварковая пара, основного $|\psi_0\rangle$ — физический вакуум,

а рождающийся мезон аналогичен фотону, испускаемому возбужденным атомом. Операторы σ^+ и σ , описывающие процессы возбуждения и девозбуждения источников, выражаются через операторы рождения и уничтожения кварков q^+ , q и антикварков \bar{q}^+ , \bar{q} следующим образом: $\sigma^+ = q^+\bar{q}^+$, $\sigma = \bar{q}q$. Для них справедливы соотношения:

$$\begin{aligned}\sigma^+ |0, 0\rangle &= |q, \bar{q}\rangle, & \sigma |q, \bar{q}\rangle &= |0, 0\rangle, \\ \sigma^+ |q, \bar{q}\rangle &= 0, & \sigma |0, 0\rangle &= 0, \\ [\sigma, \sigma^+]_+ |q, \bar{q}\rangle &= |q, \bar{q}\rangle, & [\sigma, \sigma^+]_+ |0, 0\rangle &= |0, 0\rangle,\end{aligned}$$

которые аналогичны известным формулам для 2-уровневых источников лазерного излучения¹¹.

Взаимодействие кварковых и мезонных полей описывается гамильтонианом, имеющим тот же вид, что и гамильтониан взаимодействия ЭМ-поля с возбужденными атомами:

$$H_{int} = g(\sigma^+ b + b^+ \sigma),$$

где g — константа π - $q\bar{q}$ -взаимодействия, а b^+ и b операторы рождения и уничтожения мезонного поля. В полной аналогии с процессами, происходящими в лазерах, естественно также предположить существование двух различных времен релаксации: кварк - антикварковые пары отвечают быстрым степеням свободы, рождающиеся мезоны — более медленной компоненте. Это обстоятельство позволяет исключить адиабатическим образом кварковые степени свободы из уравнений движения и получить уравнение эволюции, описывающее рождение π -мезонов:

$$\partial_t \rho_t = \frac{\tau}{2} \langle y^+(t)y(t) \rangle (2b^+ \rho_t b - b b^+ \rho_t - \rho_t b b^+).$$

Здесь τ и $\langle y^+(t)y(t) \rangle = g^2 \langle \sigma^+ \sigma \rangle$ — время жизни источников и величина, пропорциональная их плотности соответственно, ρ_t — матрица плотности

¹¹В теории лазеров обычно выбирают представление, в котором

$$|\psi\rangle = \begin{pmatrix} 1 \\ 0 \end{pmatrix}, \quad |\psi_0\rangle = \begin{pmatrix} 0 \\ 1 \end{pmatrix}, \quad \sigma^+ = \begin{pmatrix} 0 & 1 \\ 0 & 0 \end{pmatrix}, \quad \sigma = \begin{pmatrix} 0 & 0 \\ 1 & 0 \end{pmatrix}.$$

поля излучения. Уравнение эволюции содержит кварковые степени свободы в неявной форме — в виде модели источников мезонного поля $\langle \sigma^+ \sigma \rangle$, которую мы выбирали таким образом, чтобы найденное решение описывало имеющиеся экспериментальные данные наилучшим образом.

Полученное операторное уравнение можно преобразовать в следующую систему для вероятности $P_n(t) = \langle n | \rho_t | n \rangle$ образования n мезонов к моменту времени t

$$\begin{aligned} \partial_t P_0(t) &= -f(t)(C+1)P_0(t), \\ \partial_t P_n(t) &= -f(t)((C+1+n)P_n(t) - (C+n)P_{n-1}(t)), \end{aligned} \quad (1)$$

где $f(t) = g_{eff}^2 w(t)$, $w(t) = \langle \sigma^+(t)\sigma(t) \rangle$ — плотность кварк - антикварковых пар. Систему уравнений (1) дополняется начальными условиями, обозначающими отсутствие мезонов в начальный момент времени

$$P_0(0) = 1, \quad P_n(0) = 0.$$

Она может быть решена точно методом производящей функции. В результате, для вероятности $P_n(t)$ было найдено отрицательно - биномиальное распределение, хорошо воспроизводящее экспериментальные значения флуктуаций плотности мезонов в пространстве быстрых в интервалах шириной $\Delta y \sim 1$ (A. Giovannini, L. Van Hove, Z. Phys. C, 1986, v. 30, p.391). Сравнение с экспериментальными данными также показывает, что существенную роль в процессе адронизации могут играть виртуальные состояния мезонного и кваркового полей.

В разделе **Заключение** автор перечисляет список результатов, выносимых на защиту.

В **приложении** обсуждается возможность обобщения метода максимального сечения Колмена на случай сред с уменьшающейся плотностью, что в случае $h - A$ взаимодействий эквивалентно учету эффекта трейлинга.

Литература

- [1] Б.Ф. Костенко, *Программа расчета внутриядерного каскада с учетом временной координаты и многочастичных взаимодействий*, ОИЯИ, Б1, 2-87-790, Дубна, 1987
- [2] V.S. Varashenkov, B.F.Kostenko, A.M. Zadorogny, *Nucl. Phys. A*, 1980, v.**338**, p.413
- [3] В.С. Барашенков, Б.Ф. Костенко, *Математическое моделирование*, 1989, т.1, с.8
- [4] В.С. Барашенков, Б.Ф. Костенко. *V Международный семинар по проблемам физики высоких энергий*, (Дубна), 1978
- [5] V.S. Varashenkov, B.F. Kostenko, *Acta Phys. Pol. B*, 1979, v.**10**, p.607
- [6] I.Z.Artykov, V.S. Varashenkov, V.V. Ivanov, B.F. Kostenko, *Acta Phys. Pol. B*, 1980, v.**11**, p.651
- [7] V.I. Bubnov, ..., B.F. Kostenko, et al., *Z. Phys. A*, 1981, v.**302**, p.133
- [8] Б.Ф. Костенко, *ОИЯИ P2-11892*, Дубна, 1978
- [9] Н.С. Амелин, В.С.Барашенков, А.М. Задорожный, Б.Ф.Костенко, С.Ю. Шмаков, *ЯФ*, 1983, т.**37**, с.747
- [10] В.С.Барашенков, Б.Ф.Костенко, *ОИЯИ 4-84-761*, Дубна, 1984
- [11] Б.Ф.Костенко, *ОИЯИ P2 - 92 - 580*, Дубна, 1992
- [12] Б.Ф.Костенко, *ОИЯИ P2-95-542*, Дубна, 1995
- [13] Б.Ф.Костенко, *ОИЯИ P2-2001-174*, Дубна, 2001 (Направлено в ЯФ)

Рукопись поступила в издательский отдел
21 августа 2001 года.

Макет Н.А.Киселевой

Подписано в печать 23.08.2001
Формат 60 × 90/16. Офсетная печать. Уч.-изд. л. 1,2
Тираж 100. Заказ 52831

Издательский отдел Объединенного института ядерных исследований
Дубна Московской области