



ОБЪЕДИНЕННЫЙ ИНСТИТУТ ЯДЕРНЫХ ИССЛЕДОВАНИЙ

2-97-153

На правах рукописи
УДК 539.12, 539.14, 539.17

A-615

АМЕЛИН
Николай Сергеевич

**ЭКСКЛЮЗИВНОЕ ОПИСАНИЕ
УЛЬТРА-РЕЛЯТИВИСТСКИХ ЯДЕРНЫХ СТОЛКНОВЕНИЙ
И ДИНАМИЧЕСКАЯ МОДЕЛЬ
КВАРК-ГЛЮОННЫХ СТРУН**

Специальность: 01.04.16 — физика ядра
и элементарных частиц

Автореферат диссертации на соискание ученой степени
доктора физико-математических наук

Дубна 1997

Работа выполнена в Лаборатории высоких энергий Объединенного института ядерных исследований.

Официальные оппоненты:

| | |
|---|-------------------------------|
| доктор физико-математических наук, профессор | Леонид Степанович Ажгирей |
| доктор физико-математических наук, профессор | Алексей Борисович Кайдалов |
| доктор физико-математических наук, профессор | Александр Иванович Титов |

Ведущее научно-исследовательское учреждение:
Научно-исследовательский институт ядерной физики
Московского государственного университета, г. Москва

Защита диссертации состоится " _____ " _____ 1997 года в
" _____ " часов на заседании диссертационного совета Д-047.01.02 в Ла-
боратории высоких энергий Объединенного института ядерных иссле-
дований по адресу:
141980, г. Дубна Московской области, ЛВЭ ОИЯИ.

С диссертацией можно ознакомиться в библиотеке ЛВЭ ОИЯИ.

Автореферат разослан " _____ " _____ 1997 г.

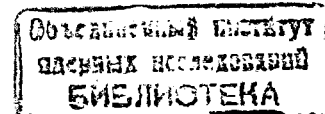
Ученый секретарь
специализированного совета *Лихачев* М. Ф. Лихачев
доктор физ.-мат. наук, профессор

ОБЩАЯ ХАРАКТЕРИСТИКА РАБОТЫ

Актуальность проблемы. Теоретические и экспериментальные исследования взаимодействий релятивистских ядер, начатые с пионерских работ А. М. Балдина, в настоящее время стали одним из бурно развивающихся направлений физики высоких энергий. Вслед за получением пучков релятивистских ядер в 1970 году на синхрофазотроне ОИЯИ ядра были ускорены до релятивистских энергий и в других ядерных центрах. В настоящее время получены ультра-релятивистские пучки ядер золота ($E_{lab} = 10.6$ АГэВ) и ядер свинца ($E_{lab} = 160$ АГэВ) на ускорителях АGS-БНЛ (США) и SPS-ЦЕРН (Швейцария) и ведется интенсивная работа по созданию ядерных коллайдеров RHIC-БНЛ (США) и LHC-ЦЕРН (Швейцария).

Одной из важных особенностей таких столкновений является возможность получения информации о проявлениях кварк-глюонных степеней свободы (кварк-глюонная структура ядер [1]) и об образовании нового состояния ядерной материи (кварк-глюонная плазма [2]).

Описание релятивистских адронных и ядерных столкновений из первых принципов квантовой хромодинамики (КХД) ограничены, как правило, вычислением свойств жестких процессов, идущих на малых расстояниях с большими передачами импульса, в то время как основную часть адронных и ядерных сечений взаимодействия при энергиях, достижимых на существующих ускорителях, составляют мягкие процессы. Кроме того, вычисления в рамках КХД касаются в основном цветных кварков и глюонов, а физической реальностью являются бесцветные адроны. Поэтому для количественного описания релятивистских ядерных реакций в условиях быстрого накопления экспериментальной информации и незавершенности ряда проблем КХД актуальной является разработка различных феноменологических моделей. Следует подчеркнуть, что разработка численных моделей, использующих метод Монте-Карло для эксклюзивного описания ядерных реакций в области релятивистских энергий, относится при этом к ключевой проблеме. Такие модели, называемые генераторами искусственных событий, по их возможности полного воспроизведения событий с помощью компьютера, необходимы как при планировании новых экспериментов, так и для анализа полученных экспериментальных данных. Они также выполняют функцию накопления информации, полученной в результате экспериментальных исследований.



ядерной материи) в столкновениях ядер свинца при энергии $E_{lab} = 160$ АГэВ;

- исследования роли $\Delta(3/2^+)$ -резонансов в ядерных реакциях в связи с возможностью образования долгоживущей резонансной ядерной материи в столкновениях массивных ядер при ультра-релятивистских энергиях;
- изучения условий термализации систем сталкивающихся ядер при энергиях $E_{lab} = 10.6$ АГэВ и $E_{lab} = 60 - 200$ АГэВ (оценка тормозной способности массивных ядер, расчеты эволюции величин барионной и энергетической плотностей, оценка возможности установления теплового и химического равновесия и т. д.);
- анализа усиленного образования странных частиц, обнаруженного в центральных ультра-релятивистских столкновениях ядер, предполагаемого на роль сигнала кварк-глюонной плазмы.

Научная новизна работы.

1. Впервые создана МКГС для эксклюзивного описания адронных столкновений при высоких энергиях.
2. В процессе обобщения МКГС на случай эксклюзивного описания ультра-релятивистских столкновений адронов и ядер с ядерными мишенями и в процессе анализа экспериментальных данных впервые предложены:
 - способ расчета неупругих сечений ядро-ядерных взаимодействий и распределений нуклонов-участников, основанный на численном методе Монте-Карло;
 - численная партонная реализация этой модели;
 - формализм и численный метод расчета многочастичных бозе-эйнштейновских корреляций;
 - динамическая численная модель распада взаимодействующих струн.
3. Впервые создана кинетическая версия МКГС для эксклюзивного описания столкновений адронов и ядер с ядерными мишенями при релятивистских и ультра-релятивистских энергиях.

В процессе разработки этой модели впервые изучено влияние вторичных перерассеяний адронов на измеряемые характеристики частиц, рожденных в протон-ядерных и ядро-ядерных неупругих столкновениях при энергии $E_{lab} = 200$ АГэВ.

4. При исследовании эволюций систем сталкивающихся ядер были впервые получены следующие результаты:
 - рассчитаны функции распределения источников эмиссии частиц разного сорта в центральных соударениях ядер серы и массивных ядер золота при энергии $E_{lab} = 10.6$ АГэВ;
 - предсказано образование "резонансной" или "дельта" материи в центральных столкновениях ядер золота при начальной энергии $E_{lab} = 10.6$ АГэВ;
 - предсказана значительная тормозная способность ядер свинца и рассчитаны барионные и энергетические плотности, достигаемые в центральных столкновениях ядер кислорода и золота, ядер серы и ядер свинца при начальной энергии $E_{lab} = 60 - 200$ АГэВ;
 - даны предсказания о существовании коллективного поперечного потока барионов во взаимодействиях ядер свинца при $E_{lab} = 200$ АГэВ и исследованы экспериментальные условия этого наблюдения;
 - проведен подробный анализ экспериментально обнаруженного усиленного рождения нейтральных странных частиц в центральных ядерных столкновениях при энергии $E_{lab} = 200$ АГэВ.

Научно - практическая значимость работы. МКГС, реализованная в виде компьютерных программ, использовалась и используется различными экспериментальными и теоретическими группами при планировании экспериментов, для моделирования экспериментальных установок и анализа экспериментальных данных во многих ведущих ядерных центрах таких, как ОИЯИ-Дубна, ЦЕРН-Женева, БНЛ-Брукхевен, ГСИ-Дармштадт, проводящих исследования по релятивистской ядерной физике.

Например, эта модель использовалась для анализа экспериментальных данных, полученных на установках ЛВЭ ОИЯИ: 2-метровой про-

пановой камере, 1- и 2-метровых водородных камерах и установке "ДИСК". Она выбрана в качестве одной из "стандартных" моделей для планирования экспериментов на ускорителе ЛНС-ЦЕРН (Швейцария).

Хотя большинство приведенных в диссертации расчетов относятся к области ультра-релятивистских энергий ($E_{lab} > 10$ АГэВ), различные экспериментальные и теоретические группы применяли кинетическую версию МКГС для успешного описания двойных дифференциальных сечений рождения нейтронов, образования изотопов и ядерных фрагментов, подпорогового рождения η , K^\pm -мезонов и антипротонов, рождения лептонных пар и т. д. в ядерных реакциях при промежуточных энергиях $E_{lab} < 2$ АГэВ (ЛЯП-ОИЯИ, ГСИ-Дармштадт).

Хорошая точность описания экспериментальных данных сделала МКГС привлекательной для различных практических приложений, связанных с получением новых изотопов, созданием интенсивных нейтронных источников, трансмутацией ядерных отходов и получением энергии в бридерных реакторах.

Таким образом, в диссертации развит **новый эффективный подход** к исследованию динамики релятивистских ядерных столкновений. Этот подход позволяет проводить детальные расчеты взаимодействующих ядерных систем в широком диапазоне энергий, включая столкновения массивных ядер при рекордно достижимых энергиях ускорителей.

Апробация работы и публикации. Результаты, описанные в диссертации, неоднократно докладывались и обсуждались на специализированных семинарах по релятивистской адронной и ядерной физике в ЛВЭ, ЛТФ, ЛЯП и ЛВТА ОИЯИ, а также на семинарах в других отечественных и зарубежных ядерных центрах: ИФВЭ (Протвино), НИИЯФ МГУ (Москва), ПИЯФ (Гатчина), ИЯИ (Троицк), ЦЕРН (Женева, Швейцария), БНЛ (Брукхевен, США), ГСИ (Дармштадт, Германия), ЛТФ (Орсэ, Франция) и других. Эти результаты докладывались и обсуждались на физических факультетах Московского и Санкт-Петербургского университетов, в университетах Франкфурта, Гейдельберга и Ростока (Германия), Осло и Бергена (Норвегия), Сантьяго де Компостела (Испания), Нанта (Франция) и других. Результаты, описываемые в диссертации, также докладывались и обсуждались на международных конференциях, симпозиумах и собраниях фи-

зических обществ: "Международного семинара по проблемам физики высоких энергий" (Дубна, Россия - 1988), "Уравнение состояния ядерной материи" (Марсана, Италия - 1989), "Кварковая Материя" (Гатлинбург, США - 1991 и Борланге, Швеция - 1993), "Ядерная динамика" (Ки-вест, США - 1991), "Исследование плотной ядерной материи с помощью жестких процессов" (Спэтл, США - 1991), "Ядро-ядерные взаимодействия" (Каназава, Япония - 1991), "Физика тяжелых ионов: сегодня и завтра" (Бриони, Югославия - 1991), "Корреляции и множественное рождение" (Марбург, Германия - 1991), "Физика тяжелых ионов" (Будапешт, Венгрия - 1992), "Многочастичная динамика" (Сантьяго де Компостела, Испания - 1992, Аспен, США - 1994), "Ядерная физика в северо-западной Европе" (Эдинбург, Шотландия - 1992), "Физика тяжелых ионов на АГС" (Кембридже, США - 1993), "Горячая и плотная ядерная материя" (Бодрум, Турция - 1994), "Странность и кварк-глюонная плазма" (Крета, Греция - 1994), "Странность-96" (Будапешт, Венгрия - 1996).

Результаты, описанные в диссертации, опубликованы в 30 работах, список которых приводится в конце автореферата.

Структура диссертации. Диссертация состоит из введения, четырех глав, заключения и списка публикаций и использованной литературы.

СОДЕРЖАНИЕ РАБОТЫ

Введение: Обосновывается актуальность и раскрывается содержание темы диссертации, сформулирована цель работы и представлен план диссертации, а также указан список работ, специализированных семинаров и международных конференций, где опубликованы и обсуждались результаты, приведенные в диссертации.

Первая глава: *Модель кварк-глюонных струн для эксклюзивного описания адронных и ядерных взаимодействий при ультра-релятивистских энергиях.*

§1.1 Введение. В этом параграфе вводятся необходимые понятия, а также рассмотрены различные аспекты теории сильных взаимодействий, которые были использованы при построении численной (Монте-Карло) МКГС для эксклюзивного описания неупругих столкновений адронов и ядер при ультра-релятивистских энергиях.

В параграфе 1.2 рассмотрена созданная МКГС для эксклюзивного описания неупругих адронных взаимодействий при ультра-релятивистских

энергиях. Эта модель соответствует выбору специального класса диаграмм топологического разложения в КХД [8], а именно, выбору цилиндрических диаграмм, топология которых определяется числом границ $b = 2$ и числом ручек $h = 0, 1, 2, \dots$. Для определения вероятности образования n пар кварк-глюонных струн в неупругом рассеянии адронов с энергией в их системе центра масс \sqrt{s} и с прицельным параметром b используется реджонная эйкональная модель [7]. Описан выбор импульсных распределений валентных и морских кварков, асимптотики которых определяются из анализа двухреджонных диаграмм для вычисления адронных инклюзивных сечений [9]. Рассмотрена предложенная процедура получения случайных чисел-значений импульсов кварков в соответствии с этим выбором. Рассмотрено моделирование образования частиц при распаде кварк-глюонных струн. Предложенная процедура моделирования распада кварк-глюонных струн использует рекурсивную каскадную модель, впервые примененную Филдом и Фейнманом для описания фрагментации отдельных кварков [12], и асимптотики функций фрагментации лидирующих кварков, которые найдены из анализа трехреджонных диаграмм для вычисления адронных инклюзивных сечений [10]. Приведены значения параметров, использующиеся при расчетах распада кварк-глюонных струн.

В параграфе 1.3 приведено обобщение МКГС на случай эксклюзивного описания неупругих ядерных взаимодействий при ультра-релятивистских энергиях. Сформулирована численная (Монте-Карло) процедура, которая дает возможность определить число нуклонов-участников и возбужденных кварк-глюонных струн при неупругом столкновении ядер. Эта процедура также позволяет рассчитывать сечения неупругих ядро-ядерных столкновений. Приведены примеры расчетов различных распределений кратности взаимодействия нуклонов и неупругих сечений взаимодействия ядер.

В параграфе 1.4 рассмотрена численная реализация партонной формулировки МКГС и обсуждается пространственно-временная картина рождения частиц в неупругих столкновениях адронов и ядер. Предполагается, что взаимодействие между ядрами с числом нуклонов $A + B$ сводится к взаимодействию между отдельными партонами. При этом амплитуда упругого рассеяния вперед при фиксированном прицельном

параметре b дается выражением:

$$iA(b) = \sum_{N,M} w_N^{(A)} w_M^{(B)} \langle \prod_{i=1}^N \prod_{k=1}^M (1 + ia_{ik}) \rangle_{N,M} \quad (1)$$

Скобки $\langle \dots \rangle_{N,M}$ обозначают усреднение по конфигурациям с числом $N(M)$ партонов в снаряде (мишени), что определяется интегрированием по долям начального импульса уносимых партонами x_i и прицельным параметрам партонов b_i с весовыми функциями распределения партонов $\rho_{M,N}^{A,B}(b, x_i, b_i)$. Амплитуда a_{ik} описывает взаимодействие i -го партона мишени с k -партоном снаряда и зависит от их энергии в системе центра масс и относительного прицельного параметра. Используя амплитуду (1) и пренебрегая многократными партонными взаимодействиями, можно получить вероятность взаимодействия с определенным числом неупругих партонных столкновений, что позволяет построить численную модель для ядерных взаимодействий. При этом вероятности партонных конфигураций $w_{N,M}^{(A,B)}$, амплитуда a_{ik} и функции распределения партонов выражаются через померонные параметры [13]. Приведены параметры модели, которые выбраны из сравнения расчетной и экспериментальной энергетических зависимостей сечения неупругого взаимодействия нуклонов.

В модели сделано предположение, что адроны образуются путем возбуждения и распада так называемых "yo-yo" струн [5], и разработана численная динамическая модель распада этих струн. При условии, что разрывы "yo-yo" струны с массой M_S и коэффициентом натяжения k приводят к рождению адронов с энергиями E_j и продольными импульсами p_{z_j} , можно найти соответственно времена и продольные координаты точек рождения адронов:

$$t_i = \frac{1}{2k} [M_S - 2 \sum_{j=1}^i p_{z_j}], \quad x_i = \frac{1}{2k} [M_S - 2 \sum_{j=1}^i E_j]. \quad (2)$$

Индекс $i = 1, 2, 3, \dots$ нумерует точки разрывов струны.

В параграфе 1.5 приведено сравнение результатов моделирования с помощью МКГС ультра-релятивистских адронных и ядерных взаимодействий с экспериментальными данными. Проведенный при двух энергиях столкновения: $\sqrt{s} = 19.4$ АГэв и $\sqrt{s} = 200$ АГэв - сравнительный анализ (анти)протон-протонных, протон-ядерных и ядро-ядерных неупругих взаимодействий показал, что МКГС дает разумное описание

различных экспериментальных характеристик этих реакций. К несомненным достоинствам модели относится то, что расчеты столкновений даже тяжелых ядер не требуют больших затрат компьютерных ресурсов. Это делает модель полезной и эффективной при изучении условий проведения экспериментов. Здесь также рассмотрены результаты модельных расчетов столкновений ядер золота с целью выработки программ экспериментальных исследований на ускорителе SPS-ЦЕРН и строящемся ядерном коллайдере RHIC-БНЛ (США). Тем не менее данная версия МКГС является слишком упрощенной, чтобы претендовать на детальное количественное описание адронных и ядерных реакций в этой области энергий и требует дальнейшего развития.

В параграфе 1.6 описывается формализм и метод расчета многочастичных бозе-эйнштейновских корреляционных функций в рамках МКГС и других моделей-генераторов искусственных событий ядерных столкновений. Идея метода состоит в предварительном вычислении функции F_{ij} (фурье-образ функции источника частиц) для двух тождественных бозонов i и j :

$$F_{ij} = \langle \exp(iq_{ij}r_k) \rangle_{\vec{p}_{ij}}. \quad (3)$$

В выражении (3) скобки означают усреднение, которое должно быть сделано, используя точки фазового пространства $\{k_k, r_k\}$, полученные в рамках классической модели-источника эмиссии тождественных бозонов, и удовлетворяющих условию $\vec{k}_k \in \{\vec{p}_{ij} - \Delta\vec{p}/2, \vec{p}_{ij} + \Delta\vec{p}/2\}$. Величины $\vec{p}_{ij} = \frac{1}{2}(\vec{k}_i + \vec{k}_j)$ и $q_{ij} = k_i - k_j$ определяются соответственно через 3- и 4-импульсы частиц i и j . Знание функции F_{ij} дает возможность построить n -частичные корреляционные функции и кумулянты $K_n(\vec{p}_1, \vec{p}_2, \dots, \vec{p}_n)$. Необходимый для учета эффектов интерференции статистический вес события с n тождественными бозонами может быть вычислен с помощью рекуррентных соотношений:

$$\omega(n) = \sum_{j=0}^{n-1} C_j^{n-1} K_{j+1} \omega(n-j-1), \quad (4)$$

где C_j^{n-1} -биномиальные коэффициенты, K_{j+1} - проинтегрированные по импульсам частиц кумулянты порядка $j+1$ и $\omega(0) = \omega(1) = 1$, $\omega(n) = 0$ для $n < 0$.

Здесь описан формализм учета влияний взаимодействий в конечном состоянии, в частности, кулоновского взаимодействия на корреляционные функции.

Приводятся результаты расчетов с помощью МКГС 2- и 3-частичных корреляционных функций π^+ -мезонов для центральных столкновениях ядер серы при энергии $E_{\text{лаб}} = 200$ АГэВ, а также рассматриваются примеры расчетов влияния многочастичных бозе-эйнштейновских корреляций на распределения по множественности нейтральных пионов и их одночастичные и двухчастичные спектры.

§1.7 Выводы. Кратко описаны достоинства, недостатки и пути дальнейшего совершенствования разработанной МКГС.

Вторая глава: Исследование механизмов и описание рождения частиц в адронных взаимодействиях при высоких энергиях.

§2.1 Введение. Обсуждается возможность построения МКГС для эксклюзивного описания взаимодействий адронов в очень широкой области энергий от порога рождения пионов и до энергий, достижимых в коллайдерных экспериментах. Идея такого расширения состоит в привлечении дополнительных диаграмм топологического разложения, представляющих новые механизмы рождения частиц, что позволяет не только расширить область применимости модели, но и улучшить качество описания экспериментальных данных.

В параграфе 2.2 описано включение в МКГС механизма образования жестких адронных струй в адронных и ядерных взаимодействиях при ультра-релятивистских энергиях. Образование жестких адронных струй в МКГС обусловлено взаимодействием глюонов с большой передачей импульса $Q^2 > 1(\text{Гэв}/c)^2$. Вклад жестких глюон-глюонных столкновений в сечение неупругого взаимодействия адронов рассчитывается в рамках реджионной эйкональной модели с обменом жесткими помронами [16]. Моделирование жесткого столкновения глюонов основывается на вычисленном в рамках пертурбативной КХД инклюзивном сечении образования двух жестких струй. Для моделирования излучения глюонов и кварков рассеянным виртуальным глюоном или кварком (антикварком) используется алгоритм, предложенный в работе [17]. Предложена процедура адронизации кварков (антикварков) и глюонов посредством образования и распада бесцветных адронных кластеров. Приведены результаты расчетов pp - и $\bar{p}p$ -столкновений при коллайдерных энергиях и, в частности, показано, что включение жестких столкновений глюонов в МКГС дает возможность описать экспериментальные зависимости среднего поперечного импульса легких адронов от множественности заряженных частиц при различных начальных энер-

гиях.

В параграфе 2.3 приведены результаты применения МКГС для изучения особенностей рождения частиц при коллайдерных энергиях. Показано, что модель воспроизводит основные черты множественного рождения частиц при этих энергиях. В частности, МКГС описывает экспериментальные распределения по множественности заряженных частиц, нарушение КНО-скейлинга и энергетические зависимости экспериментальных средних множественностей частиц разного сорта. Модель также в состоянии воспроизвести длиннодействующие корреляции между средними множественностями заряженных частиц, измеренными в передней и задней полусферах. МКГС объясняет рост "плато" в быстротном распределении заряженных частиц и поведение средних поперечных импульсов для частиц разного сорта ростом начальной энергии. Предсказания модели согласуются с измеренными экспериментально быстротными короткодействующими корреляциями заряженных частиц.

В этом параграфе также продемонстрированы возможности МКГС описывать процессы одновершинной дифракционной диссоциации при высоких энергиях.

В параграфе 2.4 обсуждаются и сравниваются с экспериментальными данными результаты моделирования пион-нуклонных и каон-нуклонных неупругих взаимодействий при $E_{lab} = 250$ ГэВ. Для сравнительного анализа характеристик частиц, рожденных в мезон-нуклонных столкновениях, приведены результаты моделирования неупругих pp -столкновений. В этом параграфе рассмотрен учет в МКГС предасимптотических механизмов [18] рождения частиц, связанных с планарными диаграммами и диаграммами неразвитого цилиндра в топологическом разложении. Показано, что модель довольно успешно воспроизводит различные экспериментальные распределения частиц для всех трех реакций.

В параграфе 2.5 рассмотрена созданная численная (Монте-Карло) модель для описания аннигиляции антибарионов на барионах при высоких энергиях и проведен сравнительный анализ неупругих $\bar{p}p$ - и pp -столкновений. В результате моделирования и сравнения с данными экспериментов распределений множественности заряженных частиц, инклюзивных спектров пионов и других характеристик рожденных мезонов установлено, что при высоких энергиях отсутствует единый меха-

низм $\bar{p}p$ -аннигиляции. Вклад в сечение этого процесса дают диаграммы с образованием одной, двух, трех и более кварк-глюонных струн, сечения которых имеют различные зависимости от начальной энергии [18]. Найдены относительные вклады этих диаграмм в сечение процесса $\bar{p}p$ -аннигиляции. Установлено, что структурные функции кварков в нуклонах в процессе $\bar{p}p$ -аннигиляции, когда в нуклоне разрушается дикварк, несимметричны.

Проведенный в рамках МКГС сравнительный анализ экспериментальных данных, полученных в $\bar{p}p$ - и pp -столкновениях при начальных импульсах от 12 до 100 ГэВ/с, показал, что МКГС довольно успешно воспроизводит основные свойства этих взаимодействий. В результате моделирования установлено, что различия в спектрах мезонов в pp - и $\bar{p}p$ -взаимодействиях в основном связаны с механизмами $\bar{p}p$ -аннигиляции. Различия спектров барионов обусловлены вкладами планарной (дает вклад только в $\bar{p}p$) и двухчастичной (дает вклад только в pp) предасимптотических диаграмм [18].

В параграфе 2.6 рассмотрена модификация МКГС для эксклюзивного описания взаимодействия адронов при промежуточных энергиях $\sqrt{s} < 3 - 5$ ГэВ. Приведены примеры описания моделью зависимостей от начальных импульсов парциальных сечений рождения частиц в pp -, $\bar{p}p$ -, $\pi^\pm p$ - и $K^\pm p$ -столкновениях.

Вклады отдельных механизмов рождения частиц в сечение неупругого взаимодействия адронов при этих энергиях были найдены из описания парциальных сечений рождения стабильных нестранных частиц. При этом вычисленные сечения рождения странных частиц и резонансов являются предсказаниями модели, которые согласуются с экспериментальными данными.

Здесь также приводятся параметризации сечений резонансных процессов $\pi N \rightarrow \Delta$ и $\pi\pi \rightarrow \rho$. Рассмотрено вычисление в модели однопионного обмена [14] полных и дифференциальных сечений для реакций поглощения Δ -резонансов нуклонами: $\Delta + N \rightarrow NN$. Описан расчет этих сечений с применением принципа детального баланса к экспериментальным дифференциальным сечениям обратных реакций.

§2.7 Выводы. Подведены итоги исследований механизмов рождения частиц в адронных взаимодействиях при высоких энергиях. Проведено сравнение МКГС - генератора искусственных событий неупругих столкновений адронов и ядер с дуальной партонной моделью [9], и

VENUS-моделью [15].

Третья глава: *Кинетическая версия МКГС для описания эволюции адрон-ядерных и ядро-ядерных взаимодействий при релятивистских и ультра-релятивистских энергиях.*

§3.1 Введение. Кратко рассматривается кинетический подход к описанию эволюции релятивистских ядерных столкновений и приведены примеры различных кинетических моделей. Рассмотрены численные методы решения кинетических уравнений и построения наблюдаемых и ненаблюдаемых величин-характеристик ядерной реакции, используя одночастичные функции распределения адронов. Обсуждаются вопросы перехода релятивистской системы в равновесное состояние.

В параграфе 3.2 сформулирована и обсуждается связанная система уравнений кинетической версии МКГС. Эти уравнения описывают эволюцию релятивистских ядерных взаимодействий в терминах одночастичных функций распределения адронов и имеют следующую структуру:

$$p_\mu \partial_\mu f_i(x, p) = \sum_j C_{coll}(f_i, f_j) + \sum_k R_{k \rightarrow i}(f_k), \quad (5)$$

где $f_i(x, p)$ -одночастичная функция распределения частиц сорта i . В уравнении (5) предполагается, что образование адрона сорта i с 4-импульсом $p = (\vec{p}, E)$ и 4-координатой $x = (\vec{x}, t)$ либо в результате двухчастичного столкновения, которому отвечает первый член в правой части уравнения, либо в результате распада резонанса, что описывается вторым членом в правой части уравнения. Они сформулированы для отдельных групп адронов: нуклонов-спектаторов из ядра-снаряда, нуклонов-спектаторов из ядра-мишени и адронов-участников, включающих стабильные адроны и резонансы. Модель рассматривает более 70 различных видов адронов. Столкновительные члены уравнений содержат взаимодействие между всеми группами адронов, а также распад резонансов. В этих уравнениях учтено, что образование адронов происходит в течении времени их формирования.

В параграфе 3.3 подробно изложена численная (Монте-Карло) процедура нахождения решений связанной системы кинетических уравнений. Описано моделирование начальных состояний сталкивающихся ядер. Рассмотрен критерий столкновения адронов и приведен выбор полных, упругих и других сечений взаимодействия адронов. Рассмотрено моделирование упругого рассеяния адронов (моделирование неупругих адронных столкновений описано в предыдущей главе) и распада резо-

нансов. Описан учет принципа Паули для нуклонов, образующихся в результате взаимодействия частиц и распадов Δ -резонансов. Обсужден выбор одного из основных параметров модели - собственного времени формирования адронов.

В параграфе 3.4 обсуждаются результаты изучения влияния вторичных перерассеяний адронов на наблюдаемые характеристики частиц, рожденных в ультра-релятивистских ядерных взаимодействиях. При расчетах, приведенных в этом параграфе, собственное время формирования адронов рассматривалось как свободный параметр. Было найдено, что для успешного описания большой совокупности экспериментальных данных в протон-ядерных и ядро-ядерных столкновениях, которые получены при доступных максимальных энергиях $E_{lab} = 200$ АГ-эВ, необходимо ввести два значения величины собственного времени формирования адронов: $\tau_{lid} = 0$ Фм/с и $\tau_M = 1$ Фм/с соответственно для лидирующих адронов, содержащих валентные кварки начальных адронов, и для вновь рожденных адронов.

Показано, что в области быстрот фрагментации ядер мишени и снаряда наблюдаемые характеристики адронов в существенной степени определяются столкновениями между рожденными адронами и нуклонами-спектаторами, которые были названы процессом холодного каскадирования. Горячее каскадирование, отвечающее взаимодействию между рожденными частицами, влияет на наблюдаемые характеристики только в центральной области быстрот. Это влияние не столь ярко выражено как влияние холодного каскадирования. Однако оно может менять импульсные распределения адронов и их состав, поэтому горячее каскадирование может приводить систему в тепловое или химическое равновесие, что будет исследоваться в четвертой главе. Горячее каскадирование происходит в основном за пределами невозмущенных ядер. Это позволяет понять, почему поперечный размер эффективного источника пионов может быть больше размера бомбардирующего ядра, что обнаружено в экспериментах на ускорителе SPS-ЦЕРН.

В параграфе 3.5 приведено детальное сравнение предсказаний кинетической версии МКГС с экспериментальными данными. При проведении представленных здесь расчетов не использовались эмпирически выбранные значения параметра собственного времени формирования адронов, так как МКГС для моделирования неупругих адронных

столкновения дает возможность определить координаты и времена рождения вторичных адронов (смотри параграф 1.4). Хорошее описание экспериментальных данных достигается, если предположить, что лидирующие адроны могут в течение времени их формирования взаимодействовать с другими адронами, но с сечениями равными сечению взаимодействия аддитивных валентных кварков $\sigma_{qh}(s)$ (часть полного сечения взаимодействия адронов $\sigma_{hh}(s)$, определяемая числом этих кварков).

Из сравнения с экспериментальными данными следует, что модель дает хорошее описание различных характеристик протонов, заряженных пионов и каонов, рождающихся в протон-ядерных и ядро-ядерных столкновениях при энергии ускорителя AGS-БНЛ ($E_{aab} = 14.6$ АГэВ). Найдено, что перерассеяние адронов и, в частности, взаимодействие мезонных резонансов может усилить относительный выход положительно заряженных каонов в центральных $Si + Au$ столкновениях по сравнению с их относительным выходом в $p + Be$ взаимодействиях.

Показано, что модель также успешно воспроизводит большую совокупность экспериментальных данных по рождению частиц в ядерных столкновениях при энергии ускорителя SPS-ЦЕРН ($E_{aab} = 200$ АГэВ). В частности, модель успешно воспроизводит множественности, быстрое распределения и распределения по поперечному импульсу положительно и отрицательно заряженных частиц в протон-ядерных взаимодействиях. Модель хорошо описывает распределения по скорости и поперечному импульсу нейтральных странных частиц в $p + S$ столкновениях. Моделью воспроизводятся быстрые распределения и распределения по поперечной массе (поперечному импульсу) протонов и отрицательно заряженных частиц (в основном пионов) в центральных взаимодействиях ядер серы.

В параграфе 3.6 обсуждается исследование с помощью кинетической версии МКГС пространственно-временных характеристик источников рождения частиц в центральных столкновениях ядер серы и ядер золота при начальных импульсах $p_{aab} = 11.6$ АГэВ/с. Проведен анализ условий "размораживания" частиц, т. е. когда и где частицы потеряли связь с системой других частиц. Приведены рассчитанные и параметризованные распределения источников эмиссии частиц в продольных (z) и поперечных направлениях (x, y). В частности, при больших $r_T = \sqrt{x^2 + y^2} > R$, где R -радиус ядра, пространственные распределе-

ния точек эмиссии пионов фитируются суммой гауссовой и экспоненциальной функций

$$\frac{1}{r_T} \frac{dN(r_T)}{dr_T} = C_1 \exp(-r_T^2/2R_G^2) + C_2 \exp(-r_T/R_H) \quad (6)$$

с радиусом $R_G = 2$ (3.45) Фм и величиной $C_1 = 47$ (192) Фм⁻² для $S + S$ ($Au + Au$) столкновений. Параметр наклона в экспоненциальном распределении $R_H = 6.4$ (7.0) Фм с выбором $C_2 = 1.0$ (16) Фм⁻² для $S + S$ ($Au + Au$) определяет радиус гало, образованного от распада долгоживущих резонансов. Гало начинается при $r_T = 7$ Фм и 12 Фм соответственно для $S + S$ и $Au + Au$. Показано, что даже для тяжелой системы $Au + Au$ область испускания частиц является протяженной как в пространстве, так и во времени, что противоречит предположениям, используемым в гидродинамических моделях, о резком "размораживании" частиц. Так, пионы и каоны испускаются непрерывно в ходе всей эволюции системы, в то время как для нуклонов и лямбда барионов имеет место их подавление на ранней стадии реакции. Найдено, что имеет место "очередность" испускания: сначала испускаются каоны, затем пионы, затем гипероны и наконец нуклоны.

§3.7 Выводы. Кратко сформулированы основные черты кинетической версии МКГС и подведены итоги сравнения результатов расчета с экспериментальными данными. Проведено сопоставление этой модели с RQMD-моделью [11].

Четвертая глава: *Применение кинетической версии МКГС для изучения динамики ультра-релятивистских столкновений массивных ядер.*

§4.1 Введение. Кратко рассмотрены уравнения состояния и условия фазового перехода равновесной ядерной материи в кварк-глюонную плазму. Приведен пример вычисления уравнения состояния ядерной материи с помощью кинетической модели [19]. Рассмотрены способы оценки тормозной способности ядер и плотности энергии, достигаемой в ядерных столкновениях. Обсуждаются измерения коллективных потоков ядерного вещества в релятивистских ядерных столкновениях с целью получения информации о свойствах плотной ядерной материи. Рассматриваются эффекты усиления рождения странных частиц в этих столкновениях, которые могут сигнализировать о переходе адронной материи в кварк-глюонную фазу.

В параграфе 4.2 описаны результаты изучения динамики взаимодей-

ствия ядер золота при энергии ускорителя AGS-БНЛ. Здесь и далее обсуждаются расчеты, проведенные в системе равных скоростей сталкивающихся ядер, которая является также системой центра масс для симметричных ядер. Показано, что для центральных столкновений ядер золота при энергии $E_{Au6} = 10.6$ АГэВ кинетическая версия МКГС достаточно хорошо описывает экспериментальные данные об образовании протонов. В частности, она воспроизводит "колоколообразную" форму быстрой распределения и предсказывает практически одинаковый с экспериментальным обратный наклон спектра протонов (около 200 МэВ) по поперечной кинетической энергии.

Пионы, рожденные в модели из различных источников, образуют вогнутую форму поперечного спектра, которая была найдена экспериментально для отрицательно заряженных пионов. Как показывают расчеты, основным источником образования пионов с малыми поперечными импульсами является распад Δ -резонансов, в то время как пионы от распада векторных мезонов уносят значительно больший поперечный импульс.

Подробно рассмотрена кинетика адронных реакций с образованием и поглощением Δ -резонансов и указано на возможное образование долгоживущей резонансной или Δ материи. Под которой понимается состояние ядерного вещества, когда длительное (≈ 6 Фм/с) время по сравнению с временем жизни свободных Δ -резонансов значительная часть (до 30%) барионов находится в Δ состояниях с плотностью, превышающей нормальную ядерную плотность в объеме $\approx 100 - 150 \text{ Фм}^3$. В модели (смотри рис. 4.2.1) образование долгоживущей Δ материи является результатом огромного числа последовательных возбуждений и распадов Δ -резонансов в различных адронных реакциях, скорости которых могут превышать 60 реакций за 1 Фм/с. В силу большого значения сечения наиболее важным для регенерации Δ -резонансов является процесс $\pi N \rightarrow \Delta$.

Помимо измерения распределений по поперечному импульсу пионов в области малых импульсов и различных интервалах быстрой, которые наиболее чувствительны к образованию и поглощению Δ -резонансов, предлагается изучать характеристики тяжелых частиц, в частности, антипротонов, так как реакции с участием Δ -резонансов могут усиливать их рождение (смотри также [20]).

Из расчетов эволюции плотности барионов следует, что она может в

4-5 раз превышать нормальную барионную плотность $n_0 \approx 0.14 \text{ Фм}^{-3}$. Рассчитанная мезонная плотность также высока и достигает значения n_0 . Рассчитанная плотность энергии в течение 2 Фм/с превышает критическую (для фазового перехода в кварк-глюонную плазму) плотность энергии приблизительно равную $3 \text{ ГэВ} / \text{Фм}^3$.

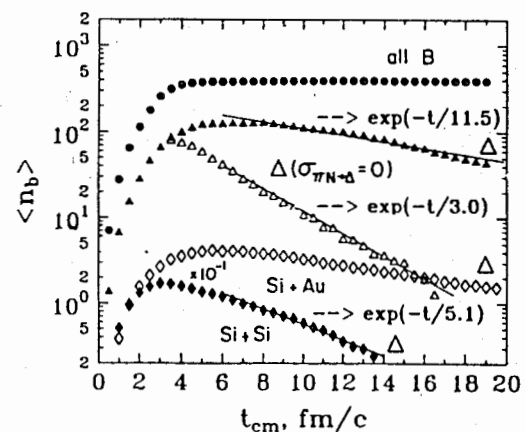


Рис. 4.2.1: Среднее число барионов, рожденных в центральных ($b = 1$ Фм) ядро-ядерных столкновениях при 10.6 АГэВ как функция времени. Черные точки и черные треугольники представляют соответственно полное число барионов и дельт, рожденных в центральных $Au+Au$ столкновениях. Открытые треугольники представляют среднее число дельт, рожденных в центральных столкновениях $Au+Au$, в случае, когда сечение пион-нуклонного взаимодействия бралось равным нулю. Открытые и черные ромбы представляют число рожденных дельт (деленное на 10) соответственно в центральных $Si+Au$ и $Si+Si$ столкновениях. Прямые линии - результат фитирования распределений от $t = 6$ Фм/с до последних точек.

В силу большой скорости адронных столкновений при $t \leq 6$ Фм/с кажется, что система может достичь химического равновесия, однако сравнение равновесной и рассчитанной плотностей мезонов противоречит этому предположению. Как показывают расчеты, "сброс" начальной энергии происходит очень быстро, за время $t \leq 4$ Фм/с от первого адронного столкновения. Затем в основном идут упругие реакции, которые эффективны в течение ≈ 13 Фм/с и могут обеспечить тепловое

равновесие при временах 12 – 14 Фм/с, когда одномерное расширение системы сменяется изотропным. Сделана оценка температуры $T \approx 150$ МэВ этого состояния.

В параграфе 4.3 описаны результаты изучения динамики взаимодействия ядер при энергиях ускорителя SPS-ЦЕРН. Прежде всего обсуждаются расчеты быстротных распределений протонов для центральных столкновений ядер свинца при энергиях $E_{lab} = 160$ и 200 АГэВ, которые используются для оценки тормозной способности ядер. Данные расчеты, пример которых приведен на рис. 4.3.1, указывают на значительные потери начальных продольных импульсов нуклонов. Предварительные экспериментальные данные [21] подтверждают это предсказание модели.

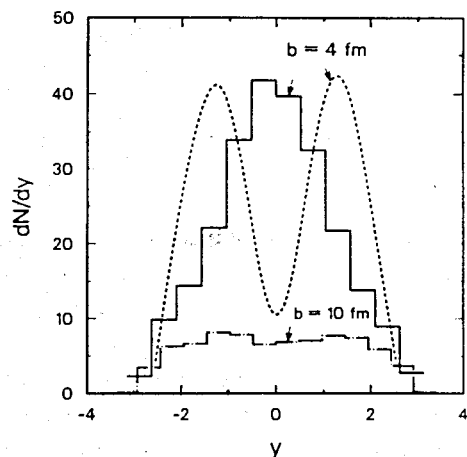


Рис. 4.3.1: Предсказания МКГС для быстротных распределений протонов, рожденных в столкновениях ядер свинца с прицельным параметром $b = 4$ Фм (сплошная гистограмма и пунктирная гистограмма) и $b = 10$ Фм (штрих-пунктирная гистограмма) при начальной энергии $E_{lab} = 160$ АГэВ. Пунктирная гистограмма рассчитана в пренебрежении вторичными взаимодействиями.

Как и при энергиях AGS-БНЛ, значительная доля энергии пучка идет на рождение частиц. При энергиях SPS-ЦЕРН важную роль в объяснении тормозной способности ядер играют взаимодействия "несформированных" барионов, содержащих валентные кварки и дикварки начальных барионов, которым разрешено взаимодействовать соответ-

| t , Фм/с | $\langle \rho_B \rangle / \rho_0$ | $\langle \epsilon_{tot} \rangle$, ГэВ/Фм ³ | $\langle \epsilon_{lat} \rangle$, ГэВ/Фм ³ | N_{coll} | N_{part} |
|---------------|-----------------------------------|---|---|------------|------------|
| 0.30 | 2.7 | 3.25 | 1.79 | 9.8 | 44 |
| 0.45 | 4.8 | 8.18 | 5.53 | 42 | 203 |
| 0.60 | 8.0 | 13.8 | 7.06 | 132 | 567 |
| 1.05 | 16.0 | 20.1 | 8.11 | 1090 | 2590 |
| 1.35 | 13.9 | 16.8 | 6.31 | 2340 | 3370 |
| 2.25 | 6.1 | 5.29 | 3.57 | 7770 | 3838 |
| 4.05 | 2.6 | 2.03 | 1.87 | 18900 | 4030 |

Таблица 4.3.1: Средняя барионная плотность $\langle \rho_B \rangle / \rho_0$, плотность полной энергии $\langle \epsilon_{tot} \rangle$, плотность скрытой энергии $\langle \epsilon_{lat} \rangle$, число всех столкновений, N_{coll} и число всех участников N_{part} в центральном ($b = 0.2$ Фм) $Pb + Pb$ взаимодействии при энергии $E_{lab} = 160$ АГэВ, вычисленное в МКГС как функции времени t .

ственно с сечениями взаимодействия аддитивных валентных кварков в течение времен формирования.

Рассчитанные распределения по поперечному импульсу отрицательно заряженных частиц в этой реакции имеют четко выраженную двухкомпонентную структуру, появление которой, как и при более низких энергиях, связано с вкладами от распадов различных резонансов.

В этом параграфе представлены подробные расчеты эволюций барионных и энергетических плотностей в центральных столкновениях $O + Au$ при энергиях $E_{lab} = 60$ АГэВ и $E_{lab} = 200$ АГэВ и центральных столкновениях $Pb + Pb$ при энергии $E_{lab} = 200$ АГэВ. Показано, что локальная плотность полной энергии, достигаемая в центральных $O + Au$ столкновениях при энергии 200 АГэВ, превышает значение критической плотности энергии ($3 \text{ ГэВ} / \text{Фм}^3$). Однако эта стадия взаимодействия является сильно неравновесной, а время прохождения ядерной системой этой стадии слишком коротким - менее 1 Фм/с. Как показывают расчеты ситуация с точки зрения фазового перехода улучшается в центральных $S + S$ столкновениях и наиболее благоприятные условия для фазового перехода могут быть достигнуты в центральных столкновениях ядер свинца. Модель предсказывает (смотри таблицу 4.3.1), что на протяжении ≈ 2 Фм/с превышает критическую для фазового перехода барионная плотность ($\approx 5n_0$). При этом плотность полной

энергии, значительная часть (ϵ_{lat}) которой сосредоточена в несформированных адронах (в струнах или кусках струн), также очень высока.

В параграфе 4.4 приведены результаты вычислений поперечного потока барионов в столкновениях ядер свинца при различных энергиях. Обсуждаются возможности экспериментального обнаружения поперечного потока в реакции $Pb + Pb$ при энергии $E_{lab} = 160$ АГэВ. Максимальная величина поперечного потока барионов, предсказываемая моделью для этой реакции при прицельном параметре $b = 4$ Фм, составила ≈ 50 МэВ/с (смотри рис. 4.4.1).

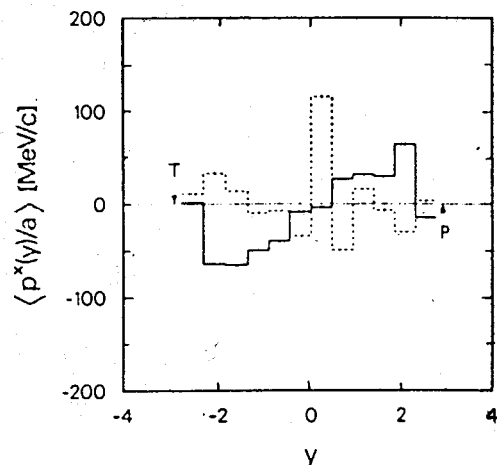


Рис. 4.4.1: Поперечный поток $\langle p_x \rangle / A$ рассеянных протонов вычисленный в МКГС для реакции $Pb + Pb$ при 160 АГэВ для прицельного параметра $b = 4$ Фм. Индексы P и T обозначают теоретические быстроты для ядер снаряда. Пунктирная линия показывает результаты расчетов без учета вторичных перерассеяний.

Здесь приведены результаты дополнительных расчетов поперечного потока барионов в рамках гидродинамической модели с двумя уравнениями состояния [22]. Гидродинамическая модель предсказывает значительно большие, чем МКГС, максимальные величины поперечного потока: 400 МэВ/с и 200 МэВ/с соответственно для адронного уравнения состояния и уравнения состояния кварк-глюонной плазмы. Как показали оценки возможности экспериментального определения плоскости ядерной реакции, предсказываемый МКГС, эффект потока находится на грани детектируемости и требует идентификации протонов

| Реакция | $\langle K_S^0 \rangle$ | $\langle \Lambda \rangle$ | $\langle \bar{\Lambda} \rangle$ |
|----------------|-------------------------|---------------------------|---------------------------------|
| NA35 $p + p$ | 0.17 ± 0.01 | 0.095 ± 0.010 | 0.013 ± 0.004 |
| МКГС $p + p$ | 0.21 | 0.15 | 0.015 |
| NA35 $p + S$ | 0.28 ± 0.03 | 0.22 ± 0.02 | 0.028 ± 0.004 |
| МКГС $p + S$ | 0.34 | 0.24 | 0.023 |
| NA35 $S + S$ | 10.7 ± 2.0 | 8.2 ± 0.9 | 1.50 ± 0.4 |
| МКГС $S + S$ | 7.4 | 4.7 | 0.35 |
| МКГС $Pb + Pb$ | 93.4 | 49.6 | 1.73 |

Таблица 4.5.1: Сравнение экстраполированных к полному фазовому объему множественностей нейтральных странных, полученных в эксперименте NA35 [24], с предсказаниями МКГС для $p + p$, $p + S$ и центральных $S + S$ и $Pb + Pb$ столкновений

в большом телесном угле.

В параграфе 4.5 дан подробный анализ рождения нейтральных странных частиц в центральных ядерных столкновениях при энергии $E_{lab} = 200$ АГэВ. С использованием МКГС были рассчитаны различные распределения Λ - и $\bar{\Lambda}$ -барионов и отрицательно заряженных частиц, рожденных в $p + W$ и центральных столкновениях $S + W$, а также различные распределения этих частиц и нейтральных каонов в центральных $S + S$ и $Pb + Pb$ -столкновениях. Данные вычисления сравнивались соответственно с результатами экспериментов [23] и [24]. Было показано, что для реакции $p + W$ МКГС хорошо воспроизводит относительный по отношению к рождению отрицательно заряженных частиц выход Λ - и $\bar{\Lambda}$ -барионов. Однако при приблизительно корректном описании наклонов поперечных спектров для реакций $p + W$ и $S + W$ модель почти в 2 раза недооценивает относительный выход Λ и $\bar{\Lambda}$ в центральных столкновениях $S + W$. При этом отношение $\Lambda/\bar{\Lambda}$ правильно воспроизводится моделью. В таблице 4.5.1 представлены средние множественности нейтральных странных частиц. Из таблицы 4.5.1 видно, что в центральных $S + S$ столкновениях модель занижает по сравнению с экспериментальными множественности Λ - и K -частиц примерно в 2 раза, а $\bar{\Lambda}$ -частиц примерно в 4 раза. В тоже время она правильно описывает формы экспериментальных распределений по быстроте и по поперечному импульсу для этих адронов. Неудача модели в объяснении множественностей нейтральных странных частиц при энергии уско-

рителя SPS-ЦЕРН может свидетельствовать о каких-то существенных изменениях в механизме рождения частиц.

В параграфе 4.6 описана разработанная динамическая численная модель распада взаимодействующих кварк-глюонных струн. Приведены, рассчитанные в рамках МКГС (использовалась версия описанная в параграфе 1.4), плотности кварк-глюонных струн для центральных $p+p$, $S+S$ и $Au+Au$ столкновений при ультра-релятивистских энергиях. В частности, она составляет 9.8 струн на Φ_M^2 для центральных столкновений $Au+Au$ при $E_{lab} = 200$ АГэВ. Кварк-глюонные струны сильно перекрываются не только в поперечной плоскости, но и по скорости, что ставит под сомнение использование в МКГС независимого распада отдельных струн. Согласно предложенной картине взаимодействия струн рассматривались только парные взаимодействия обычных триплетных струн, что являлось причиной возбуждения триплетных струн (в основном между дикварками) или формированием секстетных и октетных струн, образованных цветовыми источниками в $SU(3)$ представлениях соответствующих размерностей ([3]), ([6]) и ([8]).

Для постоянного цветного поля, которое создается двумя противоположными цветовыми зарядами \vec{Q} and $-\vec{Q}$ (стрелки обозначают 8-векторы в $SU(3)$), вероятность родить пару партонов с цветовыми зарядами \vec{C} и $-\vec{C}$, ароматом f и массой M_f в единицу времени и на единицу длины струны, имеющей поперечную площадь A_t , определяется формулой:

$$w_f(\vec{Q}, \vec{C}) = (1/4)A_t(b\vec{Q}\vec{C})^2 \exp(-M_f^2/b\vec{Q}\vec{C}). \quad (7)$$

Параметр b связан с коэффициентом натяжения струны κ согласно выражению $\kappa = (1/2)\pi bQ^2$. Данная вероятность, которая использовалась при моделировании распада новых струн, определена по аналогии с выражением Швингера для вероятности родить e^+e^- пару в постоянном электрическом поле [25].

Как показали расчеты, взаимодействие струн должно приводить к наблюдаемым эффектам при рождении частиц в центральных ядроядерных соударениях. Здесь предсказывается подавление множественности образованных пионов, повышенный выход странных барионов и антибарионов и изменение величин длиннодействующих корреляций множественностей.

§4.7 Выводы. Подводится итог изучения с помощью кинетической версии МКГС динамики столкновений массивных ядер при энергиях

ускорителей AGS-БНЛ и SPS-ЦЕРН.

Заключение: Кратко сформулированы основные результаты, описанные в диссертации, рассмотрена их новизна и научно-практическая значимость.

ОСНОВНЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ ДИССЕРТАЦИИ

1. Впервые создана модель кварк-глюонных струн для эксклюзивного описания релятивистских адронных столкновений.

Эта феноменологическая модель создана в рамках общего подхода к описанию адронных взаимодействий, основанного на идее топологического разложения в КХД, дополненной общепринятыми теоретическими концепциями такими, как реджевское поведение амплитуды рассеяния адронов, партонная структура адронов и модель релятивистской струны.

В данной модели механизмы взаимодействия адронов связываются с выбором определенных диаграмм топологического разложения.

В рамках созданной модели проведены исследования механизмов:

- множественного рождения адронов, включающих мезонные и барионные резонансы, странные и очарованные частицы, в $p\bar{p}$, pp , $\pi^\pm p$ - и $K^\pm p$ -взаимодействиях при высоких энергиях;
- жесткого рассеяния и излучения глюонов при коллайдерных энергиях;
- антипротон-протонной аннигиляции в областях импульса налетающей частицы 12–100 ГэВ/с и при этом впервые создана численная модель (как часть МКГС) для эксклюзивного описания барион-антибарионной аннигиляции при высоких энергиях;
- дифракционной диссоциации сталкивающихся частиц при высоких энергиях.

С целью расширения области применимости МКГС и улучшения качества описания экспериментальных данных была предложена:

- модификация МКГС для описания взаимодействия адронов при промежуточных энергиях.

На основе анализа большой совокупности экспериментальных данных показано, что разработанная МКГС дает наиболее полное среди аналогичных численных (Монте-Карло) моделей феноменологическое описание основных свойств неупругих мягких адронных взаимодействий при высоких энергиях, что является основой для широкого использования модели в качестве генератора искусственных событий, столкновения адронов.

2. Созданная МКГС обобщена на случай эксклюзивного описания столкновений адронов и ядер с ядерными мишенями при ультра-релятивистских энергиях.

В процессе обобщения МКГС и в процессе анализа экспериментальных данных в рамках этой модели впервые предложены:

- способ расчета неупругих сечений ядро-ядерных взаимодействий и распределений нуклонов-участников, основанный на численном методе Монте-Карло, который позволяет избегать приближений, используемых при вычислениях этих величин другими методами;
- численная партоновая реализация этой модели, достоинствами которой является физическая наглядность пространственно-временной картины ядерных взаимодействий;
- формализм и численный метод учета многочастичных бозе-эйнштейновских корреляций в рамках классических моделей - генераторов искусственных событий столкновений, которые дают возможность не только вычислять n -частичные корреляционные функции, но и рассчитывать методом статистического взвешивания влияние n -частичных корреляций на различные измеряемые величины;
- динамическая модель распада взаимодействующих струн, с использованием которой предсказано, что взаимодействие струн может приводить к ряду наблюдаемых эффектов в ядерных соударениях: усиленному рождению странных барионов и антибарионов, подавлению рождения пионов и изменению длиннодействующих корреляций множественностей заряженных частиц.

С помощью данной модели были проведены расчеты различных

характеристик ядерных реакций при начальных энергиях $E_{lab} \geq 200$ АГэВ с целью определения условий применимости модели, а также для выработки программы экспериментальных исследований на строящихся ядерных коллайдерах.

3. Впервые создана кинетическая версия МКГС для эксклюзивного описания столкновений адронов и ядер с ядерными мишенями при релятивистских и ультра-релятивистских энергиях.

В этой модели процесс ядерного взаимодействия описывается в терминах одночастичных функций распределения адронов. Предложенная версия МКГС позволяет проводить расчеты различных наблюдаемых характеристик рожденных частиц, исследовать эволюцию взаимодействия конечных ядерных систем и изучать свойства бесконечной ядерной материи.

В процессе разработки кинетической модели были получены следующие результаты:

- сформулирована система уравнений больцмановского типа для нахождения одночастичных функций распределения адронов, учитывающая время формирования адронов, а также процессы вторичных упругих и неупругих столкновений адронов и распада резонансов;
- разработаны численные методы решения данной системы уравнений и построения с помощью функций распределения различных характеристик ядерной реакции, включая неизмеряемые прямым образом плотности барионов, мезонов и других частиц, а также плотности энергии и энтропии;
- впервые изучено влияние вторичных перерасеяний адронов на измеряемые характеристики частиц, рожденных в протон-ядерных и ядро-ядерных неупругих столкновениях при энергии $E_{lab} = 200$ АГэВ;
- впервые рассчитаны функции распределения источников эмиссии частиц разного сорта в центральных соударениях ядер серебра и ядер золота при энергии $E_{lab} = 10.6$ АГэВ.

Проведенные сравнения различных модельных характеристик рожденных частиц с экспериментальными данными с целью уточнения параметров модели и определения ее области примени-

мости показали, что кинетическая версия МКГС успешно описывает большую совокупность экспериментальных данных для протон-ядерных и ядро-ядерных взаимодействий в широкой области энергий $E_{lab} = 10 - 200$ АГэВ.

4. В рамках созданной кинетической версии МКГС были проведены исследования эволюций систем сталкивающихся ядер при ультра-релятивистских энергиях.

При этом особое внимание уделялось проведению детальных расчетов эволюций ультра-релятивистских центральных столкновений массивных ядер золота и ядер свинца при доступных в настоящее время максимальных энергиях ускорителей.

При исследовании эволюций систем сталкивающихся ядер были получены следующие результаты:

- рассчитаны тормозная способность ядер, временные эволюции барионной и энергетической плотностей и исследован вопрос об установлении теплового равновесия в центральных столкновениях ядер золота при начальной энергии $E_{lab} = 10.6$ АГэВ;
- впервые предсказана возможность образования "резонансной" или "дельта" материи в центральных столкновениях ядер золота при начальной энергии $E_{lab} = 10.6$ АГэВ;
- впервые предсказана значительная тормозная способность ядер свинца, которая подтверждена экспериментально, и рассчитаны временные эволюции барионной и энергетической плотностей в центральных столкновениях ядер кислорода и золота, ядер серы и ядер свинца при начальной энергии $E_{lab} = 160 - 200$ АГэВ;
- впервые даны предсказания существования поперечного потока барионов в реакции столкновений ядер свинца при $E_{lab} = 200$ АГэВ и исследованы возможности его экспериментального наблюдения;
- впервые проведен подробный анализ экспериментально обнаруженного усиленного рождения нейтральных странных частиц в центральных ядерных столкновениях при энергии

$E_{lab} = 200$ АГэВ и установлена необходимость привлечения нетрадиционных механизмов (взаимодействие кварк-глюонных струн) для объяснения этого явления.

СПИСОК ПУБЛИКАЦИЙ

- A1. Амелин Н. С., Гудима К. К., Тонеев В. Д. Динамика взаимодействия релятивистских ядер. Труды IV международного семинара по проблемам физики высоких энергий. Дубна, июнь 1988 - т. 1 (Д 1,2 - 88 -652) Дубна, 1988, с. 389-400.
- A2. Amelin N. S., Gudima K. K., Toneev V. D. Ultrarelativistic Nucleus-Nucleus Collisions within the Independent Quark-Gluon Strings Model. In book: The Nuclear Equation of State, Part B, ed. by W. Greiner and H. Stocker, NATO ASI Series 216B, (Plenum, 1989) p. 473-486.
- A3. Амелин Н. С. Время формирования адронов в модели кварк-глюонных струн. Краткие сообщения ОИЯИ, т. 3 [36], Дубна, 1989, с. 32-38.
- A4. Амелин Н. С., Бравина Л. В., Сарычева Л. И., Смирнова Л. Н. Антипротон- протонная аннигиляция при высоких энергиях в модели кварк-глюонных струн. - ЯФ, т.50, вып. 6, 1989, с. 1705-1713.
- A5. Amelin N. S., Bravina L. V. and Smirnova L. N. Antiproton-Proton Annihilation at 32 GeV/c and Nucleon Structure. JINR Rapid Communications, v. 1 [40], Dubna, 1990, p. 11-20.
- A6. Амелин Н. С. и Бравина Л. В. Монте-карловская реализация модели кварк-глюонных струн для описания взаимодействия адронов при высоких энергиях. - ЯФ, т.51, вып. 1, 1990, с. 211-223.
- A7. Амелин Н. С., Гудима К. К. и Тонеев В. Д. Модель кварк-глюонных струн и ультра-релятивистские столкновения тяжелых ионов. - ЯФ, т. 51, вып. 2, 1990, с. 512-523; Амелин Н. С. Моделирование столкновений ядер при высоких энергиях в рамках модели кварк-глюонных струн. - Дубна, 1986. - 14 с. (Сообщение/Объедин-т ядерн. исслед.: P2-86-802).
- A8. Амелин Н. С., Бравина Л. В., Сарычева Л. И., Смирнова Л. Н. Распределения по множественности и спектры заряженных частиц

- в pp - и $p\bar{p}$ -взаимодействиях при импульсах 12–100 ГэВ/с в модели кварк-глюонных струн. - ЯФ, т. 51 вып. 3, 1990, с. 841-853.
- A9. Амелин Н. С., Гудима К. К. и Тонеев В. Д. Ультра-релятивистские ядро-ядерные столкновения в динамической модели независимых кварк-глюонных струн. - ЯФ, т. 51, вып. 6, 1990, с. 1730-1743.
- A10. Амелин Н. С., Гудима К. К., Сивоклоков С. Ю. и Тонеев В. Д. Дальнейшее развитие модели кварк-глюонных струн для описания столкновений с ядерной мишенью при высоких энергиях. - ЯФ, т. 52, вып. 1, 1990, с. 272-282.
- A11. Амелин Н. С., Бравина Л. В., Смирнова Л. Н. Инклюзивные характеристики π^+p -, K^+p - и pp -взаимодействий при 250 ГэВ/с в модели кварк-глюонных струн. - ЯФ, т. 52, вып. 2, 1990, с. 567-572.
- A12. Toneev V. D., Amelin N. S., Gudima K. K. and Sivoklokov S. Yu. Dynamics of Relativistic Heavy-Ion Collisions. - Nucl. Phys. A519, 1990, p. 463c - 478c.
- A13. Amelin N. S., Csernai L. P., Staubo E. F. and Strottmann D. Collectivity, Energy Density and Baryon Density in Lead on Lead Collisions. - Phys. Lett. 261B, 1991, p. 352-356.
- A14. Amelin N. S., Staubo E. F., Csernai L. P., Toneev V. D., Gudima K. K. and Strottmann D. Transverse Flow and Collectivity in Ultra-Relativistic Heavy Ion Collisions. - Phys. Rev. Lett. 67, 1991, p. 1523-1526.
- A15. Amelin N. S., Staubo E. F., Csernai L. P., Toneev V. D., Gudima K. K. Strangeness Production in Proton and Heavy Ion Collisions at 14.6 AGeV. - Phys. Rev. C44, 1991, p. 1541-1547.
- A16. Amelin N. S., Staubo E. F. and Csernai L. P. Comparative Analysis of Strangeness Production at AGS-BNL Energies and SPS Energies. - Nucl. Phys. B24 (Proc. Suppl.), 1991, p. 269-272.
- A17. Amelin N. S., Staubo E. F., Csernai L. P. Semi-Hard Collisions in Monte-Carlo Quark Gluon String Model. - Phys. Rev. D46, 1992, p. 4873-4881.
- A18. Amelin N. S., Csernai L. P., Staubo E. F. and Strottmann D. Collectivity, Energy Density and Baryon Density in Lead on Lead Collisions. - Nucl. Phys. A544, 1992, p. 463c-466c.
- A19. Amelin N. S., Braun M. A., Pajares C. Monte-Carlo String Fusion Model. Invited talk presented at the 22- International Symposium on Multiparticle Dynamics, Santiago de Compostela, Spain, 14-17 July, 1992 (World Scientific, 1993, ed. C. Pajares, p. 482-492).
- A20. Amelin N. S., Braun M. A., Pajares C. Interaction of Colour Strings and Particle Production at High Energies. Invited talk presented at the HIPAG'93 International Symposium, Cambridge, USA, 13-15 January, 1993 (In Proceedings, 1993, eds. G. S. F. Stephans, S. G. Steadman, W. L. Kehoe, p. 249-262).
- A21. Amelin N. S., Bravina L. V., Csernai L. P., Toneev V. D., Gudima K. K. and Sivoklokov S. Yu. Strangeness Production in Proton and Heavy Ion Collisions at 200 AGeV. - Phys. Rev. C47, 1993, p. 2299-2307.
- A22. Amelin N. S., Braun M. A. and Pajares C. String Fusion and Particle Production at High Energies. - Phys. Lett. B306, 1993, p. 312-318.
- A23. M. Hofmann, R. Mattiello, N. S. Amelin, M. Berenguer, A. Dumitru, A. Jahns, A. v. Keitz et al. Collective Effects and Nuclear stopping. - Nucl. Phys. A566, 1994 p. 15c-27c.
- A24. Bravina L. V., Amelin N. S., Csernai L. P., Levai P. and Strottmann D. Fluid Dynamics and Quark Gluon String Model - What We Can Expect for Au + Au Collisions at 11.6 AGeV/c? - Nucl. Phys. A566, 1994, p. 461c-464c.
- A25. Amelin N. S., Stöcker H., Greiner W., Armesto N., Braun M. A. and Pajares C. Monte Carlo Model for Multiparticle Production at Ultrarelativistic energies. In book: The NATO Advanced Study Institute on Hot and Dense Nuclear Matter, eds. W. Greiner, H. Stöcker and A. Gallmann, (Plenum Publishing, N. Y., 1994), p. 809-821.
- A26. Amelin N. S., Braun M. A. and Pajares C. String Fusion and Particle Production at High Energies: Monte-Carlo String Fusion Model. - Z. Phys. C63, 1994, p. 507-516.

- A27. Amelin N. S., Armesto N., Braun M. A., Ferreiro E. G. and Pajares C. Long and Short Range Correlations: A Signature of String Fusion. - Phys. Rev. Lett. 73, 1994, p. 2813-2816.
- A28. Amelin N. S., Stöcker H., Greiner W., Armesto N., Braun M. A. and Pajares C. Monte Carlo Model for Multiparticle Production at Ultrarelativistic energies. - Phys. Rev. C52, 1995, p. 362-373.
- A29. Bravina L., Bondorf J. P., Mishustin I. N., Amelin N. S. and Csernai L. P. Freeze-out in Inelastic Heavy-Ion Collisions at AGS Energies. - Phys. Lett. B354, 1995, p. 196-201.
- A30. Amelin N. S. and Lednicky R. Multi-Boson Correlations and Classical Transport Models. - Heavy Ion Physics 4, 1996, p. 241-249.

Литература

- [1] Балдин А. М., ЭЧАЯ 8 (1977) 429.
- [2] Quark Gluon Plasma, Ed. R. Hwa, World Scientific 1990.
- [3] Gribov L. V., Levin E. M., Ryskin M. G., Phys. Rep. 100C (1983) 1; Levin E. M. and Ryskin M. G., Phys. Rep. 189C (1990) 167.
- [4] Geiger K., Phys. Rep. 258 (1995) 237.
- [5] Artru X., Phys. Rep. 97 (1983) 147.
- [6] Andersson B, Gustafson G, Ingelman G., Sjöstrand T., Phys. Rep. 97 (1983) 31.
- [7] Baker M., Ter-Martirosyan K. A., Phys. Rep. 28C (1976) 1.
- [8] Veneziano G., Nucl. Phys. B74 (1974) 365; Phys. Rep. 9 (1974) 199; Nucl. Phys. B117 (1976) 519.
- [9] Capella A., Sukhatme U., Tan C. I. and Tran Thanh Van J., Phys. Rep. 236 (1994) 225.
- [10] Кайдалов А. Б., Письма в ЖЭТФ 32 (1980) 494; В сб.: Элементарные частицы, X Школа физики ИТЭФ. М.: Энергоатомиздат, 1983; Phys. Lett. 116B (1982) 459; ЯФ 45 (1987) 1452. Kaidalov A. B., Ter-Martirosyan K. A., Phys. Lett. 117B (1982) 247.

- [11] Sorge H., Stöcker H., Greiner W., Nucl. Phys. A498 (1989) 567c.
- [12] Feynman R. P., Field R. D., Nucl. Phys. B136 (1978) 1.
- [13] Абрамовский В. А., Гедалин Э. В., Гурвич Е. Г., Канчели О. В., Неупругие взаимодействия при высоких энергиях и хромодинамика, Тбилиси, 1986.
- [14] Machleidt R., Advances in nuclear physics, eds. J. Negele W. and Vogt E. (Plenum, New York, 1989).
- [15] Werner K., Phys. Rep. 232 (1993) 87.
- [16] Innocente V., Capella A., Tran Thanh Van, Phys. Lett. B213 (1988) 81.
- [17] Fox G. C., Wolfram S., Nucl. Phys. B168 (1980) 285.
- [18] Волковитский П. Э., ЯФ 44 (1986) 729.
- [19] Winkelmann L. A., ..., Amelin N. S. et al., In Proc. of 12-th Int. Conf. on Nucleus-Nucleus Collisions - Quark Matter'96, Heidelberg, Germany, 20-24 May, 1996 (will be published in Nucl. Phys. A).
- [20] Jahns A., ..., Amelin N. S. et al, Nucl. Phys. A566 (1994) 483c.
- [21] Margetis S. et al, Nucl. Phys. A590 (1995) 355c.
- [22] Amelin N. S. et al, Phys. Rev. Lett. 67 (1991) 1523.
- [23] Abatzis S. et al., Phys. Lett. B270 (1991) 123.
- [24] Bartke J. et al., Z. Phys. C48 (1990) 191; Stock R. et al., Nucl. Phys. A525 (1991) 211c; Ströbele H. et al., Nucl. Phys. A525 (1991) 59c.
- [25] Schwinger J., Phys. Rev. 82 (1951) 664.

Рукопись поступила в издательский отдел
28 апреля 1997 года.