

# НА ПУТИ ИССЛЕДОВАНИЯ ГОРЯЧЕЙ И СЖАТОЙ ЯДЕРНОЙ МАТЕРИИ В СТОЛКНОВЕНИИ ТЯЖЕЛЫХ ИОНОВ

**В. Д. Тонеев**

Объединенный институт ядерных исследований, Дубна,

**Х. Шульц**

Центральный институт ядерных исследований, Россендорф, ГДР,

**К. К. Гудима**

Институт прикладной физики АН Молд. ССР, Кишинев,

**Г. Рёнке**

Университет им. В. Пина, Росток, ГДР

Рассматривается поведение ядерной материи, образовавшейся при столкновении тяжелых ионов в широком интервале энергий: от умеренных, отвечающих формированию двухфазного состояния жидкость-газ, до высоких, приводящих к образованию фазы адронного газа, и ультравысоких энергий, связанных с возможным переходом адронов в кварк-глюонную плазму. Обсуждаются способы получения информации об уравнении состояния нагретой и сжатой ядерной материи, а также результаты экспериментальных и теоретических исследований в этом направлении.

Nuclear matter is considered as produced in heavy-ion collisions in a wide range of incident energies: from moderate corresponding to formation of two-phase liquid-gas state to high resulting in formation of hadron gas phase and to ultrarelativistic energy related to a possible transition of hadrons into quark-gluon plasma. Different ways are discussed to get information on the equation of state for hot and dense nuclear matter as well as the results of experimental and theoretical investigation along this line.

## ВВЕДЕНИЕ

Одной из наиболее привлекательных сторон физики тяжелых ионов является возможность исследовать свойства ядерной материи в необычных условиях, весьма далеких от тех, которые характеризуют поведение ядер в основном состоянии. Пучки тяжелых ионов высокой энергии позволяют исследовать отклик ядерной системы на существенное изменение плотности энергии в пространственной области, охватывающей много (в предельном случае — все) нуклонов, тогда как пучки элементарных частиц «сбрасывают» свою энергию в малой части ядра и тем самым могут дать информа-

цию об отклике ядра на сильное, но локализованное возмущение. Теоретический анализ процесса перераспределения первичной энергии и импульса сталкивающихся ядер по различным степеням свободы и его конечного распределения по доступному фазовому пространству очень сложен. Традиционный подход, делающий возможным рассмотрение всего процесса взаимодействия в рамках сравнительно простых феноменологических моделей, состоит в использовании двух предельных случаев: теории возмущения и термодинамического приближения. Разложение по малому параметру широко используется в кинетическом описании ядерных столкновений (например, различные версии каскадной модели), предположение об установлении глобального или локального равновесия явно содержится в ряде других популярных моделей (модель ядерного фэйрбола, фэйрстрика, гидродинамическая модель и т. д.). Следует иметь в виду дополнительный характер равновесного и пертурбационного режимов. Различные приближения, по-видимому, соответствуют различным пространственно-временным областям, заселяемым в ходе развития реакции, относительная важность которых может меняться в зависимости от рассматриваемого процесса или даже характеристики реакции. Концептуально оба эти приближения должны войти как предельные случаи в более общую фундаментальную теорию. Хотя такая теория, пригодная для практических приложений, в настоящее время отсутствует, многие интересные экспериментальные следствия могут быть поняты и на феноменологическом уровне.

Анализ экспериментальных данных начинается с попытки понять основные закономерности реакции, механизмы процессов сжатия и нагревания ядерного вещества, установления статистического равновесия в системе, механизмы различных типов взаимодействия в конечном состоянии и т. п., а затем — восстановить состояние материи по распределениям наблюдаемых частиц и их характеристикам. Конечная цель — узнать, при каких условиях применимо основное уравнение состояния ядерной материи в рамках динамики релятивистских столкновений тяжелых ионов, и найти, в какой степени предсказания, даваемые уравнением состояния ядерной материи, могут быть экспериментально проверены.

Нельзя сказать, что свойства горячей и (или) сжатой ядерной материи хорошо известны, поскольку они получены модельной экстраполяцией свойств ядерной материи при нулевой температуре, имеющей плотность насыщения  $\rho_0 = 0,17 \text{ фм}^{-3}$  и энергию связи на нуклон  $E_B = -16 \text{ МэВ}$ . Модуль сжатия, значение которого экспериментально известно с большой неопределенностью,  $K \sim \sim (220 \pm 20) \text{ МэВ}$ , обычно ограничивает точность теоретических предсказаний. Таким образом, любая экспериментальная информация об уравнении состояния ядра вне области плотности насыщения представляет фундаментальный интерес для развития общей теории многих тел и помогает проверить существующие теории.

Обсуждение возможности или невозможности различных фазо-

вых переходов в ядерной материи, таких, как переходы в изомерное состояние аномальной ядерной плотности, пионный конденсат или кварк-глюонную плазму, в большой степени зависит от формы эффективного нуклон-нуклонного взаимодействия и использованных приближенных схем вычислений. С общей точки зрения ядерная материя при низких значениях плотности и температуры может быть описана как состоящая из бесструктурных адронов, и соответствующими степенями свободы являются барионные и мезонные степени. Когда плотность энергии возрастает, что может быть обусловлено ростом температуры и(или) плотности, то может быть достигнуто такое состояние ядерной материи, в котором кварки и глюоны высвобождаются. Недавние оценки, выполненные в рамках решеточной

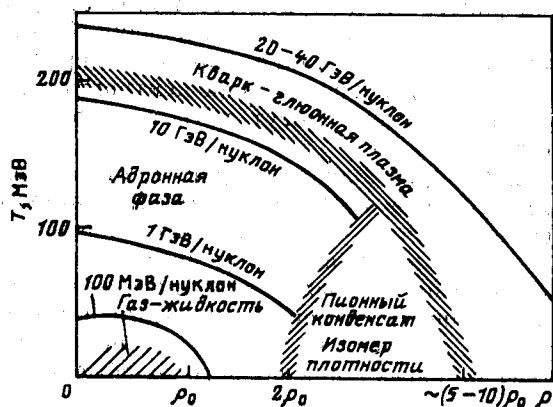


Рис. 1. Фазовая диаграмма возможных состояний ядерной материи. Линиями указаны области значений плотности и температуры, достигаемых в ядерных столкновениях при различных бомбардирующих энергиях

теории квантовой хромодинамики (КХД) [1—3], показывают, что температура высвобождения, «деконфайнмента», составляет  $T \approx \approx (200 \pm 50)$  МэВ при нулевой средней плотности барионов в системе. Для нулевой температуры фазовый переход появляется при плотностях, которые в 5—10 раз больше нормальной плотности ядерной материи [4]. В разд. 3 мы кратко представим современное состояние этой чрезвычайно интересной области, которая, однако, не является главным предметом данного обзора.

Основное внимание будет уделено обсуждению физики взаимодействия тяжелых ионов в области энергии первичного пучка примерно от 100 МэВ/нуклон до 3,5 ГэВ/нуклон. Для большей конкретности на рис. 1 показана известная фазовая диаграмма ядерной материи в переменных плотность — температура, которая дает представление о новых интересных фазах ядерной материи. Обсуждая различные фазы, важно подчеркнуть, что из эксперимента сегодня мы имеем надежную информацию только вблизи области  $\rho \approx \rho_0$  и  $T \approx 0$ .

Ожидается, что при плотностях ниже плотности ядерного насыщения  $\rho_0$  и температурах  $T \ll 20$  МэВ ядерная материя ведет себя

как смесь жидкость-газ подобно классическому газу Ван-дер-Ваальса. В разд. 1 мы рассмотрим эту интересную область в плоскости плотность — температура и обсудим возможные сигналы наступления фазового перехода.

На рис. 1 указана также область пионной конденсации, интенсивно обсуждавшаяся несколько лет тому назад. Ожидается, что эта фаза проявится при плотностях  $\rho \gtrsim 2\rho_0$  и низких температурах за счет появления в системе дальнедействующих корреляций [5, 6]. Если продолжать увеличивать сжатие, то притягивающий потенциал, обусловленный двухпионным обменом, может вызвать другой фазовый переход, который проявится в образовании аномального состояния ядерной материи при высокой плотности (см. [7]). В данной работе мы не будем обсуждать эти два типа фазовых переходов и отсылаем читателя к цитированной выше литературе. Вне рамок обзора остаются такие формы ядерной материи, не указанные на фазовой диаграмме, как нейтронные и сверхновые звезды, которые в принципе могут дать ценную информацию об уравнении состояния.

Широкую область на рис. 1, ограниченную критической кривой для перехода адронов в кварк-глюонную фазу со стороны высоких температур областью пионного конденсата при высоких плотностях и низких температурах и двухфазной областью жидкость-газ, мы будем называть фазой адронного газа. Эта фаза явилась объектом интенсивного экспериментального и теоретического исследования в последние десять лет. Как видно из рис. 1, фаза адронного газа отвечает переходной области от обычной ядерной материи к кварк-глюонной фазе. Название «фаза адронного газа» обусловлено тем, что, когда система нагревается вплоть до температуры  $T \simeq m_\pi c^2$ , основными составляющими системы являются различные типы (возбужденных) мезонов и барионов (здесь  $m_\pi$  — масса покоя  $\pi$ -мезона). При  $T > m_\pi c^2$  образуется так много адронов, что их кварковые волновые функции существенно перекрываются и может произойти переход в кварк-глюонную плазму.

Исследование переходной области дало нам большой объем ценной информации о поведении ядерной материи в экстремальных условиях. Оно представляет собой необходимый промежуточный шаг для развития новых методов и экспериментальных установок, для проверки существующих теоретических предсказаний, а в конечном итоге позволит релятивистской физике тяжелых ионов выйти в неизведанную область, отвечающую новой форме ядерной материи — кварк-глюонной плазме. Поэтому большая часть настоящей работы посвящена теоретическому и экспериментальному анализу фазы адронного газа.

В данном обзоре мы рассмотрим физику тяжелых ионов в трех областях энергии, представленных на рис. 1, где указаны также оценки плотности и температуры, которые могут быть достигнуты при различных энергиях сталкивающихся ядер. Вся плоскость

$\rho - T$  может быть разделена на три главные энергетические области:

- i) двухфазная (жидкость-газ) область ядерной материи, которая достигается при энергии первичного пучка  $E_0 \lesssim 200$  МэВ/нуклон;
- ii) область адронного газа, для достижения которой необходима энергия  $0,2 \lesssim E_0 \lesssim 3-4$  ГэВ/нуклон;
- iii) область кварк-глюонного фазового перехода, который, как полагают, может реализоваться при  $E_0 \gtrsim 10$  ГэВ/нуклон.

Двухфазная область рассматривается в разд. 1. Мы выведем простое уравнение состояния ядерной материи и обсудим появление двухфазной неустойчивости. Следующая часть раздела посвящена описанию фрагментации ядерной материи в рамках статистической модели. Возможные экспериментальные указания о наступлении фазового перехода и режима мультифрагментации обсуждаются в конце разд. 1.

В разд. 2 рассматривается область адронного газа. Мы обсудим особенности уравнения состояния в этой фазе и теоретические модели, описывающие динамику столкновения тяжелых ионов. Основное внимание в этом разделе будет уделено описанию возможных путей получения и результатов анализа информации о таких канонических параметрах уравнения состояния, как температура, объем (плотность), энтропия, давление в системе. Имеющиеся экспериментальные данные о рождении странных частиц из фазы адронного газа обсуждаются в заключительной части раздела, что представляет интерес в связи с поиском сигналов формирования кварк-глюонной плазмы.

В разд. 3 кратко представлено современное положение в физике тяжелых ионов при ультрарелятивистских энергиях. Экспериментальные данные здесь получены из взаимодействия космических лучей с ядерной фотозмульсией.

Заключительные замечания приведены в разд. 4.

## 1. ФРАГМЕНТАЦИЯ ЯДЕРНОЙ МАТЕРИИ ПРИ УМЕРЕННЫХ ЭНЕРГИЯХ ВОЗБУЖДЕНИЯ

Как видно из рис. 1, температуры  $T \lesssim 30$  МэВ и плотность  $\rho \lesssim 2\rho_0$  достигаются в реакциях с тяжелыми ионами при энергии пучка до 200 МэВ/нуклон. Один из фундаментальных вопросов, возникающих при исследовании этой области, состоит в том, как будет распадаться эта промежуточная высоковозбужденная ядерная система. Этот процесс чрезвычайно сложен, и его полное теоретическое описание весьма трудно и запутано. Поэтому необходимо искать приближенные схемы, отражающие основные физические факты.

Широко используются модели, в которых распадающаяся ядерная система рассматривается как бесконечная, а такие экспериментально наблюдаемые величины, как выход образуемых легких частиц

(нуклонов, дейтронов, ядер трития, гелия-3,  $\alpha$ -частиц), вычисляются с использованием концепции термодинамического и химического равновесий.

Для температуры ниже критической ( $T_c \simeq 15 \div 20$  МэВ) уравнение состояния предсказывает типичное ван-дер-ваальсовое поведение, широко обсуждаемое сейчас в литературе [8—19]. Существование фазового перехода жидкость-газ характерно для систем с короткодействующим отталкиванием и дальнодействующими силами притяжения. Присутствие дальнодействующего кулоновского отталкивания не влияет на это свойство системы. Если температура превышает критическое значение, то поверхностная энергия «горячего» фрагмента исчезает [20], и переход в газовую фазу становится неизбежным. Этот переход проявляется в том, что в ядро-ядерных столкновениях при высоких энергиях экспериментально наблюдаются только легчайшие ядерные фрагменты.

В разд. 1 мы обсудим разлет и фрагментацию ядерной системы, которая имеет не слишком высокое возбуждение. На основе нуклон-нуклонного взаимодействия типа Сфирма рассмотрим уравнение состояния ядерной материи, которое сохраняет все интересные черты сосуществования двух фаз. Далее исследуется процесс расширения (разлета) первоначально нагретой зоны нуклонов-участников, ее переход в область фазовой нестабильности и фиксируются характерные масштабы времен, а затем обсуждаются экспериментальные условия, необходимые для разделения фаз. Излагаются модели статистической мультифрагментации, которые объединяют элементы термодинамики и существенные эффекты конечной ядерной системы. Сигналы фазового перехода и краткое описание экспериментальных данных по мультифрагментации даны в заключительной части раздела. Динамические концепции процесса мультифрагментации не рассматриваются в данном обзоре. Развитие динамической теории в настоящее время еще не достигло предсказательной силы, хотя первые успешные попытки в этом направлении уже сделаны (см. [21—22]).

**Уравнение состояния ядерной материи при умеренных возбуждениях.** Свойства ядерной материи обычно характеризуются двумя каноническими переменными — плотностью системы  $\rho$  и температурой  $T$ . При этом нужно помнить, что ядерная материя есть упрощенное представление о реальных возбужденных системах. В столкновении тяжелых ионов не реализуется ситуация, отвечающая бесконечной ядерной материи, а глобальное равновесие не может быть достигнуто при высоких бомбардирующих энергиях. Предположение об установлении статистического равновесия в ядерных столкновениях должно быть проверено применением микроскопических теорий и исследованием эволюции системы от неравновесной стадии до стадии по крайней мере локального равновесия.

Исследование термодинамических свойств ядерной материи обычно опирается на уравнение состояния, которое выводится на основе или микроскопических моделей для нуклон-нуклонного взаи-

модействия [23], или феноменологических моделей ядерной материи типа модели Скирма [24], или релятивистской теории среднего поля Валечки [25]. В [26, 27] предприняты первые попытки выйти за рамки приближения среднего поля и исследовать свойства составных частиц (кластеров), погруженных в горячую ядерную среду.

Для последующего обсуждения желательно иметь надежное уравнение состояния, которое обладает всеми интересными чертами существования двух фаз и в то же самое время является достаточно простым и наглядным. Мы рассмотрим уравнение состояния ядерной материи, которое получено на основе нуклон-нуклонного взаимодействия типа Скирма [28]. С использованием этого взаимодействия, пренебрегающего зависимостью сил от скорости, уравнение состояния ядерной материи принимает очень простую форму.

Рассмотрим симметричную ядерную материю. Для температуры  $T = 0$  плотность энергии системы записывается как

$$E(\rho) = \tau(\rho) + v(\rho), \tag{1}$$

где

$$\tau(\rho) = \frac{\hbar^2}{2m} \frac{3}{5} \left( \frac{3\pi^2}{2} \right)^{2/3} \rho^{5/3} \tag{2}$$

— плотность кинетической энергии и  $v(\rho)$  — плотность эффективного взаимодействия. Существует несколько параметризаций  $v(\rho)$  [15]. В качестве ограничений на параметризацию  $v(\rho)$  кроме энергии связи, приходящейся на один нуклон,

$$E_B = E(\rho_0)/\rho_0 = -16 \text{ МэВ} \tag{3}$$

и плотности насыщения  $\rho_0 = 0,17 \text{ фм}^{-3}$  используется коэффициент сжимаемости

$$K = 9\rho_0^2 \left. \frac{\partial^2 (E(\rho)/\rho)}{\partial \rho^2} \right|_{\rho=\rho_0} \tag{4}$$

В последующих вычислениях мы будем использовать аналитическое выражение из работы [29]

$$v(\rho) = a_1 \rho^2 + a_2 \rho^{7/3} + a_3 \rho^{8/3} \tag{5}$$

со значениями параметров  $a_1 = 8818,25 \text{ МэВ} \cdot \text{фм}^{-3}$ ,  $a_2 = 1371,06 \text{ МэВ} \cdot \text{фм}^4$  и  $a_3 = -556,55 \text{ МэВ} \cdot \text{фм}^5$ , что дает для коэффициента сжимаемости  $K = 180 \text{ МэВ}$ .

Чтобы получить уравнение состояния при конечной температуре, предположим, что эффективное взаимодействие будет таким же, как в случае  $T = 0$ , а весь температурный эффект учтем в плотности кинетической энергии ферми-газа

$$\tau(\rho, T) = \left( \frac{1}{\pi^2 \hbar^3 m} \right) \int \frac{p^4 dp}{\exp[(p^2/2m - \tilde{\mu})/T] + 1} \tag{6}$$

с плотностью числа нуклонов

$$\rho(\tilde{\mu}, T) = \frac{2}{\pi^2 \hbar^3} \int \frac{p^2 dp}{\exp[p^2/2m - \tilde{\mu}]/T] + 1}. \quad (7)$$

Поскольку эффективное взаимодействие не зависит от температуры, удельная энтропия ферми-газа принимает вид

$$S/A = \left( \frac{5}{3} \tau - \tilde{\mu} \rho \right) / \rho T. \quad (8)$$

Химический потенциал  $\mu$  вычисляется через свободную энергию, что дает

$$\mu = \tilde{\mu} + \partial v / \partial \rho. \quad (9)$$

Давление (уравнение состояния) определяется как

$$P = \rho^2 \left. \frac{\partial E(\rho, S)}{\partial \rho} \right|_S = \frac{2}{3} \tau - v(\rho) + \frac{\partial v}{\partial \rho}. \quad (10)$$

Для обсуждения эффекта сжатия удобно разделить полную энергию на тепловую  $E_T(\rho, T)$  и энергию сжатия  $E_c(\rho, T)$ :

$$E(\rho, T) = E_T(\rho, T) + E_c(\rho) \rho + E_{B\rho_0}, \quad (11)$$

где

$$E_c(\rho) = E(\rho, T=0)/\rho - E_B. \quad (12)$$

Из обширных численных исследований в рамках модели жидкой капли [30] следуют две наиболее общепринятые функциональные формы для  $E_c(\rho)$ :

$$E_c(\rho) = K_l (\rho - \rho_0)^2 / (18\rho\rho_0); \quad (13)$$

$$E_c(\rho) = K_q (\rho - \rho_0)^2 / (18\rho_0^2), \quad (14)$$

которые могут быть использованы для параметризации уравнения состояния.

Прежде чем начать обсуждение основных свойств уравнения состояния, мы приведем некоторые приближенные термодинамические соотношения, необходимые для качественных обсуждений в последующих разделах. В пределе низкой плотности ( $\rho\Lambda^3 \ll 1$ ) имеем

$$\rho(\mu, T) = \frac{4}{\Lambda^3} \exp(\mu T); \quad (15)$$

$$\tau(\rho, T) = \frac{3}{2} \rho T; \quad (16)$$

$$S(\rho, T)/A = \frac{5}{2} - \ln(\rho\Lambda^3/4); \quad (17)$$

$$P_T(\rho, T) = \rho T, \quad (18)$$



где  $\Lambda = (2\pi\hbar^2/m_N T)^{1/2}$  — тепловая длина волны нуклона. С другой стороны, для температур ниже энергии Ферми  $\epsilon_F = \frac{\hbar^2}{2m_N} \left(\frac{3\pi^2}{2}\right) \rho^{2/3} \simeq 38 \text{ МэВ}$  может быть использовано следующее разложение:

$$S/A = \frac{m_N}{\hbar^2} \left(\frac{2\pi}{3}\right)^{2/3} T/\rho^{2/3}; \tag{19}$$

$$\tau(\rho, T) = \frac{m_N}{2\hbar^2} \left(\frac{2\pi}{3}\right)^{2/3} T^2 \rho^{1/3}. \tag{20}$$

Теперь перейдем к обсуждению уравнения состояния. Верхняя часть рис. 2, взятого из работы [31], показывает давление  $P$  как функцию плотности  $\rho$  при фиксированной температуре (изотермы) и при фиксированной энтропии (изоэнтропы). Четко видно, что ядерная

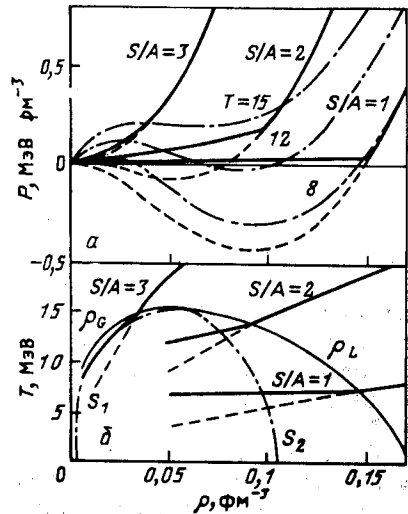


Рис. 2. Зависимость давления (а) и температуры (б) от плотности:

а: штрихпунктирная линия —  $T$ -изотерма; сплошная — изоэнтропа, рассчитанная с помощью построения Максвелла для равновесия двух фаз; пунктир — то же для перегретой жидкости; б: тонкая сплошная линия — фазовая диаграмма  $T - \rho$ ; толстая сплошная и пунктирная — то же, что и на рис. а; штрихпунктирная ограничивает метастабильную область, определяемую условием  $\partial P/\partial \rho = 0$

материя ведет себя как газ Ван-дер-Ваальса. Критическая температура составляет около 16 МэВ. Теория среднего поля Валечки [25] дает  $T_c \simeq 20 \text{ МэВ}$  и более жесткое уравнение состояния, если использовать параметризацию (5). В [27] исследовано влияние эффектов кластеризации на критическую температуру. Как следует из результатов, представленных на рис. 3, критическая температура понижается, когда в рассмотрение включаются корреляционные эффекты, и тем самым рассмотрение выходит за рамки теории среднего поля.

Нижняя часть рис. 2 показывает фазовую диаграмму ядерной материи. Границы фаз (сплошные тонкие линии на рисунке) обозначены символами  $\rho_G$  и  $\rho_L$  для газовой и жидкой фазы соответственно. Спинодали  $s_1$  и  $s_2$  ограничивают область, в которой ядерная материя

становится динамически неустойчивой, т. е. область, где коэффициент сжимаемости  $K$  [см. (4)] становится отрицательным. Область, заключенная между пограничными линиями  $\rho_G, \rho_L$  и спинодалями  $s_1, s_2$ , отвечает метастабильной зоне. Значение зоны метастабильности и области динамической неустойчивости будет обсуждаться ниже при рассмотрении временной эволюции первоначально сжатой капли ядерной материи в направлении области сосуществования двух фаз.

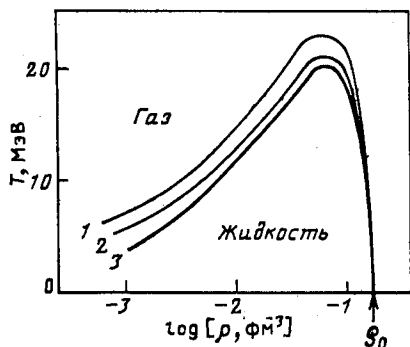


Рис. 3. Фазовая диаграмма горячей ядерной материи. Граничные линии для сосуществования двух фаз рассчитаны в приближении Хартри — Фока без явного учета кластеров (1), с учетом только дейтронов (2) и всех легких кластеров до  $A = 4$  (3). Учет кластеров выполнен в «лестничном» приближении [31]

Стадия расширения ядерной системы и фазовый переход жидкость-газ. Для того чтобы обсудить процессы фазового перехода, предположим, что нагретая и сжатая промежуточная ядерная система расширяется, скажем изоэнтропически, до достижения области фазовой неустойчивости. Во время этой стадии расширения плотность системы уменьшается до значения плотности распада, которая фиксируется моментом, когда средний свободный пробег различных сформировавшихся кластеров становится сравнимым с размером системы\*.

Рассмотрим разнообразные ситуации, которые могут реализоваться при столкновении тяжелых ионов.

*Статическое рассмотрение.* Обсудим сначала статический случай и рассмотрим изоэнтропу для перегретой жидкости с  $S/A = 3$  (пунктирная линия на рис. 2). В этом случае экспериментальные условия таковы, что давление остается положительным во всей области значений плотности. Если предположить, что плотность системы составляет примерно  $\rho_0/3$ , то промежуточная ядерная система распадается до достижения области сосуществования двух фаз. Как видно из рис. 2, кривая  $S/A = 3$  является критической изоэнтропой, выше которой ядерная материя всегда находится в однородной фазе. В работе [18] значение критической энтропии  $S/A \simeq 3,3$  было найдено на основе уравнения состояния, лишь немного отличающегося от данного выше. Связь критической энтропии с наблюдаемыми эффектами обсуждается ниже.

\* Рассматривая эволюцию системы в область сосуществования двух фаз, мы следуем в основном работам [31, 32] (см. также [12, 16]).

Если следовать вдоль изоэнтроп со значениями  $S/A$ , равными 1 и 2, к области сосуществования двух фаз, то возможны две различные предельные ситуации, изображенные на рис. 2. Пунктирная кривая показывает путь в плоскости  $(\rho - T)$ , если существование двухфазного разделения игнорируется, т. е. жидкость становится перегретой без распада на жидкую и газовую фазы. Путь должен быть продолжен в зону неустойчивости, где материя становится гидродинамически нестабильна. Процесс распада системы происходит как спиnodальный развал на составные части [33], т. е. это есть процесс, который происходит с однородной системой, попавшей в такую ситуацию, когда самые малые флуктуации плотности будут спонтанно нарастать до тех пор, пока нелинейные эффекты не ограничат этот рост. В противоположность механизму нуклеации, т. е. образования «зародышей» новой фазы, который происходит в метастабильной области, спиnodальный развал на составные части не требует энергии активации (см. обзорную работу [34] по этой теме). Нам представляется, что образование фрагментов из первоначально однородной среды посредством хаотического роста неустойчивости является привлекательным сценарием для мультифрагментации ядер.

Другая ситуация, изображенная на рис. 2, реализуется при условии, что термодинамическое равновесие между фазами устанавливается в любой момент времени. Энтропия двухфазной смеси вычисляется с помощью максвелловского построения

$$S/A = x(\rho, T) S_G + (1 - x(\rho, T)) S_L,$$

где

$$x = \frac{\rho_G}{\rho} \frac{\rho_L - \rho}{(\rho_L - \rho_G)} = \frac{A_G}{A}$$

обозначает коэффициент смешивания, равный отношению частиц в газовой фазе к полному числу частиц  $A$ . Вероятности, даваемые  $\rho_L$  и  $\rho_G$ , показаны на рис. 2.

Обратимся теперь к зоне метастабильности. Здесь переход в газообразную фазу становится единственно возможным, если тепловые квантовые флуктуации позволяют преодолеть соответствующие потенциальные барьеры, образуя критические пузырьки («зародыши»), которые в конце концов перерастают в новую фазу [32, 35]. Нуклеация, обусловленная тепловыми и квантовыми флуктуациями, была исследована в работе [32], исходя из теоретико-полевого подхода. Было показано, что фазовый переход ядерной материи может развиваться только в весьма ограниченной области фазовой диаграммы для температур, отступающих лишь на несколько мегаэлектронвольт ниже критической. Это обусловлено тем, что для меньших значений температур всегда существует потенциальный барьер, сильно мешающий образованию пузырьков или капель, которые могли бы затем перерасти в новую фазу. Фазовый переход ограни-

чен областью вблизи спинодалей. Для малых значений энтропии  $S/A < 1$  существуют только компаунд-ядра, которые снимают свое возбуждение в основном путем испарения частиц,  $\gamma$ -квантов и делением. Эта оценка находится в близком согласии с результатами статистической модели мультифрагментации, в рамках которой было показано, что компаунд-ядра не существуют при температуре выше температуры «растрескивания» 4—6 МэВ и соответствующей удельной энтропии  $S/A \simeq 1$  (см. ниже обсуждение статистической теории фрагментации для дальнейшей дискуссии).

*Динамическое рассмотрение.* Возможное развитие фазового перехода в сильной степени зависит от времени, которое необходимо системе, чтобы пройти область метастабильности. Применяя максвелловское построение, мы предположим, что область сосуществования двух фаз формируется мгновенно, и рассмотрим стадию расширения нагретой капли ядерной жидкости, фэйрбола. Уравнения, которые необходимо решить, следующие [31]:

$$\begin{aligned} \partial R(m, t)/\partial t &= v(m, t); \\ \partial v(m, t)/\partial t &= -4\pi R^2 \partial P/\partial m; \\ \frac{1}{\rho} &= \frac{4\pi}{3} \left( \frac{R^3}{m_N} \right) \frac{\partial R}{\partial m}; \quad \frac{\partial E}{\partial t} = \frac{P}{\rho^2} \frac{\partial \rho}{\partial t}, \end{aligned}$$

где  $R(m, t)$  — радиус массовой оболочки, содержащей массу  $m$  и движущейся со скоростью  $v(m, t)$ . Начальное условие задается сжатием  $\kappa = \rho(t=0)/\rho_0$  в момент  $t=0$ .

Рис. 4 иллюстрирует расширение ядерной капли, содержащей 200 нуклонов. Показано временное развитие ячеек, находящихся в центре и на периферии фэйрбола.

Для изоэнтроп с  $S/A > 2$  нет заметного различия для случаев, когда рассматривается и не рассматривается максвелловская конструкция, поскольку давление  $P(\rho, T)$  в основном положительно и быстрое расширение не замедляется. Ситуация существенно меняется для  $S/A = 1$  и  $\kappa = 1$ . В этом случае капля ядерной жидкости устойчива, но очень медленно расширяется, поскольку управляющая сила почти равна нулю. Если максвелловская конструкция игнорируется, то массовая оболочка начинает осциллировать, когда система попадает в метастабильную область (см. также [36]). Полученный период осцилляции составляет примерно 40 фм/с и хорошо совпадает со временем монополярных колебаний, даваемых соотношением  $\tau_{MP} = \hbar/15 \text{ МэВ} = 41 \text{ фм/с}$ . Поскольку изоэнтропа  $S/A = 1$  очень близка к изотерме  $T = 8 \text{ МэВ}$  (см. рис. 2), мы ожидаем, что для температуры ниже 8 МэВ нагретая жидкая капля по своим свойствам очень напоминает обычное компаунд-ядро. По сравнению с выводом, сделанным выше для статической картины фазового перехода, рассмотрение конечного времени расширения ограничивает развитие сосуществования двух фаз областью, близкой к критиче-

ской температуре. Для температур ниже 8 МэВ расширение фэйрбола сильно замедляется, так что зона нестабильности может быть достигнута только в том случае, если начальное сжатие фэйрбола сравнительно велико:  $\kappa > 1,5$ , но такие условия не могут быть реализованы экспериментально.

Ситуация может быть охарактеризована следующим образом. Для температур ниже 8 МэВ ( $S/A \leq 1$ ) в основном образуются компаунд-ядра. Для температур между 8 и 12 МэВ ( $1 \leq S/A \leq 2$ )

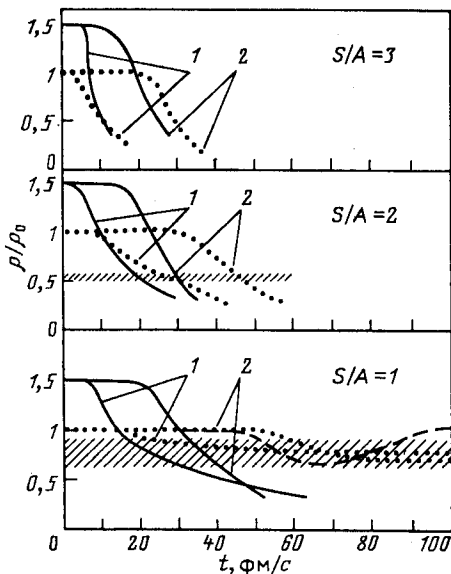


Рис. 4. Временная эволюция плотности в двух элементах объема при адиабатическом расширении для различных начальных сжатий  $\kappa = \rho/\rho_0$ : 1 — периферическая ячейка, расположенная на расстоянии 0,8 от радиуса фэйрбола в начальный момент разлета; 2 — центральная ячейка. Метастабильная область заштрихована. Для  $S/A = 1$  и  $\kappa = 1$  наблюдается монотонное расширение (точечные кривые), когда вводится максвелловская конструкция (или появляются осцилляции (пунктирная линия), которые могут быть сопоставлены с монополярными колебаниями

формирование двух сосуществующих фаз сильно затруднено, но внесенная энергия и начальное сжатие достаточны, чтобы довести промежуточную систему до области неустойчивости, где эта система и распадается. Для температур, близких к критической, фазовый переход может произойти, но четкие сигналы самого перехода отсутствуют, поскольку большинство рожденных частиц является легкими.

**Статистическая теория ядерной фрагментации.** Выше на основе простого уравнения состояния мы обсудили, как первоначально сжатая и нагретая ядерная система может эволюционировать в область неустойчивости или в двухфазную область. В этом разделе мы рассмотрим конечную стадию взаимодействия, а именно распад возбужденной ядерной системы. Для теоретического описания мы воспользуемся статистическим подходом. Предположим, что степень возбуждения промежуточной ядерной системы можно характеризовать температурой, которая не превышает критическое значение  $T_c \approx 20$  МэВ. Рис. 5 иллюстрирует разнообразие процессов

фрагментации в различных температурных режимах. При низких температурах имеем только компаунд-ядра, но с увеличением температуры получаем довольно характерный набор распределений, простирающийся от U-образной формы до резкопадающей функции распределения при высоких температурах. Появление U-образной формы спектра масс служит сигналом, что мы наблюдаем процесс мультифрагментации, когда в широкой области масс фрагменты образуются с почти равной вероятностью. Быстропадаящий спектр масс указывает на то, что система распадается в основном на легкие

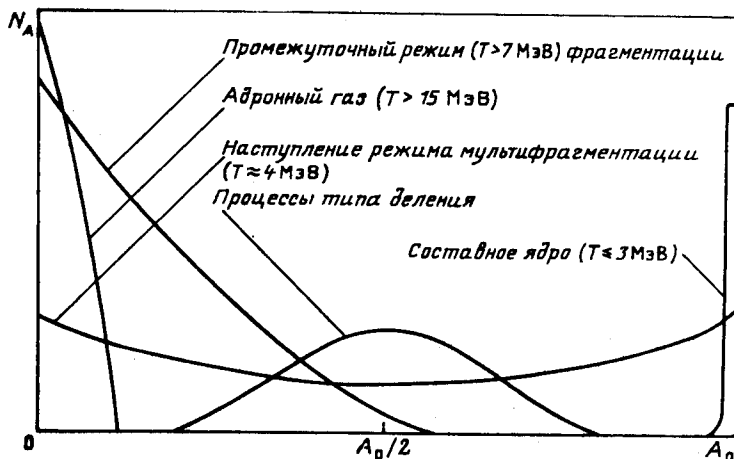


Рис. 5. Схематическое изображение массового распределения для различных типов процесса фрагментации как функция температуры  $T$  полной системы. Шкала логарифмическая

частицы, такие, как нуклоны, дейтроны, ядра трития, гелия-3 и  $\alpha$ -частицы, которые являются составляющими газообразной фазы ядерной материи. На рис. 5 показан также процесс типа деления, который, появляясь уже при энергии возбуждения порядка 10 МэВ; отличается от процессов фрагментации и не будет рассматриваться в данной работе.

Фрагменты с  $Z > 2$  наблюдались при высоких и промежуточных энергиях в протон-ядерных взаимодействиях (см., например, [37—44]), а также в ядро-ядерных столкновениях в широкой области энергий первичного ядра [45—51]. Что касается протон-ядерных реакций, в которых сложные фрагменты были измерены для энергий протона в несколько гигаэлектрон-вольт, то процессу мультифрагментации предшествует выбивание высокоэнергетическим протоном нескольких нуклонов из ядра-мишени. Согласно сценарию, описанному выше, возбужденное ядро-остаток начинает расширяться и распадается при достижении определенной критической плотности. Теоретическое описание ядро-ядерного столкновения и последую-

этого выхода на режим фрагментации является еще более сложным, поскольку необходимо принять во внимание зависимость процесса взаимодействия от параметра соударения, а также одновременно рассмотреть распад как возбужденных спектаторов, так и нуклонов-участников.

Для теоретического описания мультифрагментации сравнительно слабо возбужденной ядерной материи используются различные модели. Среди них: модифицированный испарительный подход к распаду компаунд-ядра [52], прямое «скалывание» фрагмента (холодная фрагментация) [53—54], статистическая эмиссия фрагментов из возбужденной промежуточной ядерной системы [15, 26, 55—64], разбивание ядра-мишени «вдребезги», на мелкие куски с помощью ядра-снаряда [65—67], динамическое рассмотрение фрагментации в рамках теории среднего поля [21], использование теории перколяции для описания фрагментационного процесса [68—69].

Ниже в этом разделе мы рассмотрим статистическую модель мультифрагментации, следуя работам [61, 63, 64]. Модель является достаточно общей и содержит интересные особенности, характерные для конечной системы. Далее мы представим некоторые интересные предсказания модели относительно температуры, при которой вымирает компаунд-ядро, связи между мультифрагментацией и возможными экспериментальными проявлениями фазового перехода жидкость-газ, а также перколяционный подход к фрагментации. В конце мы обсудим некоторые характерные экспериментальные данные по мультифрагментации.

**Статистическая модель фрагментации.** Допустим, следуя работам [61, 63, 64], что в момент распада промежуточная ядерная система состоит из  $M$  фрагментов, каждый из которых характеризуется массой и зарядом  $(A, Z)$ , энергией  $E_{A,Z}$  и другими квантовыми числами, необходимыми для определения внутреннего состояния. Число фрагментов с данными значениями  $(A, Z)$ ,  $N_{A,Z}$ , связано с полной множественностью  $M$  соотношением

$$M = \sum_{A, Z} N_{A, Z}. \quad (21)$$

Набор чисел  $\{N_{A,Z}\}$  характеризует различные разбиения системы на фрагменты. Законы сохранения массы  $A_0$ , заряда  $Z_0$  и полной энергии  $E_0$  требуют выполнения соотношений

$$\sum_{A, Z} N_{A, Z} A = A_0, \quad \sum_{A, Z} N_{A, Z} Z = Z_0, \quad \sum_{A, Z} N_{A, Z} E_{A, Z} = E_0. \quad (22)$$

Последнее из уравнений (22) показывает, что для упрощения мы предположили для всех ядер с тем же самым  $(A, Z)$  одинаковую полную энергию. Ниже мы увидим, что энергия  $E_{A,Z}$  является известной функцией температуры, так что температура системы может быть найдена через закон сохранения энергии.

Вероятность данной конфигурации  $\{N_{A,Z}\}$  дается соотношением

$$W(\{N_{A,Z}\}) = \frac{1}{\xi} \frac{V_f^{M-1}}{\left(\frac{1}{A_0} \sum_{A,Z} N_{A,Z} A^2\right)^{3/2} \left(\frac{m_N A_0 T}{2\pi\hbar^2}\right)^{3/2}} \times \\ \times \prod_{A,Z} \left[ \frac{1}{N_{A,Z}!} (g_{A,Z} z e^{S_{A,Z}(T)})^{N_{A,Z}} \right], \quad (23)$$

где  $\xi$  — нормировочная константа,  $g_{A,Z}$  — фактор вырождения внутреннего квантового состояния фрагмента. При выводе (23) были приняты во внимание сохранение полного импульса и положения центра масс системы. Это особенно важно в случае малой полной множественности  $M$ , что соответствует низкотемпературному режиму, при котором как раз и наступает процесс фрагментации. Величина  $V_f$  в (23) есть объем, доступный для свободного движения фрагментов. Для данной наблюдаемой величины  $Q$ , которая может быть, например, температурой, полной энтропией, множественностью  $M$ , массовым распределением и т. п., среднее значение находится по формуле

$$\bar{Q} = \sum Q(\{N_{A,Z}\}) W(\{N_{A,Z}\}). \quad (24)$$

Прямое вычисление (24) выполнить практически очень трудно из-за большого числа возможных разбиений ядра. Даже если не рассматривать изоспиновые степени свободы, получается около  $2 \cdot 10^8$  различных разбиений для ядра с массовым числом  $A_0 = 100$ . Поэтому широко используются подходы [15, 26, 55—57, 59], в которых рассматриваются бесконечные системы и вычисляется наиболее вероятное разбиение. Полные масса, заряд и энергия сохраняются только в среднем. При этом выпадает из рассмотрения один из наиболее существенных эффектов конечного размера системы — эффект кулоновского взаимодействия между кластерами, что особенно важно при низкотемпературном распаде. В этой области энергии могут образоваться сравнительно большие фрагменты. При более высоких температурах, когда система распадается на мелкие куски, пренебрежение кулоновским взаимодействием становится более оправданным.

В [61, 63, 64] был использован метод Монте-Карло для вычисления средних значений согласно уравнению (24). Этот метод позволяет дать полное рассмотрение эффектов конечного размера системы, не прибегая к искусственным ограничениям на возможные способы, какими может фрагментировать ядро. Другими словами, применение метода Монте-Карло позволяет в определенной степени имитировать сложный процесс распада первоначально однородной ядерной материи на произвольные фрагменты. Это есть как раз конечная стадия эволюции возбужденного и сжатого «куска» ядерной материи при достижении зоны неустойчивости. Основной процесс перераспределения материи обусловлен спиноподальным развалом и(или) хаотиче-



ски нарастающей неустойчивостью, как обсуждалось выше в связи с рассмотрением поведения возбужденной капли ядерной жидкости.

Ключевой величиной, определяющей вероятность определенного разбиения  $\{N_{A,Z}\}$  ядра, является ассоциативная энтропия. Она вычисляется с помощью модели жидкой капли, обобщенной на конечные температуры. Для энергии и энтропии имеем соответственно

$$E_A = \begin{cases} \frac{3}{2} T - B_{A,Z}^{\text{exp}}, & A \leq 4, \\ \frac{3}{2} T + \left( W_0 + \frac{T^2}{\epsilon_0} \right) A + \left( \beta - T \frac{d\beta}{dT} \right) A^{2/3} + \gamma \frac{(A-2Z)^2}{A} + \\ + \frac{3}{5} \frac{Z^2 e}{R_{A,Z}} \left( 1 - \frac{R_{A,Z}}{R_{A,Z}^c} \right), & A > 4; \end{cases} \quad (25)$$

$$S_{A,Z} = \begin{cases} \frac{5}{2} + \ln \left( \frac{m_N A T}{2\pi \hbar^2} \right)^{3/2}, & A \leq 4, \\ \frac{5}{2} + \ln \left( \frac{m_N A T}{2\pi \hbar^2} \right)^{3/2} + \frac{2T}{\epsilon_0} A - \frac{d\beta}{dt} A^{2/3}, & A > 4, \end{cases} \quad (26)$$

где  $B_{A,Z}^{\text{exp}}$  — экспериментальные значения энергии связи фрагментов  $(A, Z)$ ,  $W_0 = -16$  МэВ,  $\gamma = 25$  МэВ и константа  $\epsilon_0 = 16$  МэВ характеризует внутреннюю энергию  $T^2 A / \epsilon_0$  фрагмента. Уравнения (25) и (26) содержат два новых элемента. Во-первых, поверхностная энергия  $A^{2/3} \beta(T)$  зависит от температуры и стремится к нулю для  $T \geq T_c$ , поскольку в этом случае, как мы видели выше, не существует жидкой фазы ядерной материи. Это есть прямое следствие вандер-ваальсового поведения ядерной материи, которое исчезает выше критической точки. Детали вычисления поверхностной энергии можно найти в [20]. Во-вторых, кулоновское взаимодействие между кластерами на стадии распада вычислено в приближении Вигнера — Зейтца, которое оказалось весьма эффективным. Параметры  $R_{A,Z}$  и  $R_{A,Z}^c$  — соответственно радиусы кластера  $(A, Z)$  и ячейки Вигнера — Зейтца, в которую погружен фрагмент.

Свободный объем, доступный для движения фрагментов, не является подгоночной константой, как в работах [55, 62], а зависит от ширины «щели» между фрагментами  $2d$  и полной множественности распадающейся системы

$$V_f = \{ [1 + d (M^{1/3} - 1) / R_0]^3 - 1 \} V_0, \quad (27)$$

где  $R_0 = 1,17 A^{1/3}$  и  $V_0 = (4\pi/3) R_0^3$  — объем системы при нулевой энергии возбуждения. Таким образом, свободный объем  $V_f$ , даваемый соотношением (27), обладает необходимыми свойствами при низких и высоких значениях множественности.

*Модельные предсказания и сравнение с экспериментальными данными. Средние температура и множественность.*

На рис. 6 показана средняя температура как функция энергии возбуждения для трех различных областей массовых чисел. Результаты получены описанным выше методом Монте-Карло [64, 70]. Из рис. 6 видно, что поведение резко меняется в узкой области вблизи крекинг-температуры (температуры «растрескивания»)  $T^*$ , при этом состояние компаунд-ядра вымирает и включается в игру процесс мультифрагментации. О наступлении режима мультифрагментации сигнализирует быстрое возрастание теплоемкости системы (см. [62,

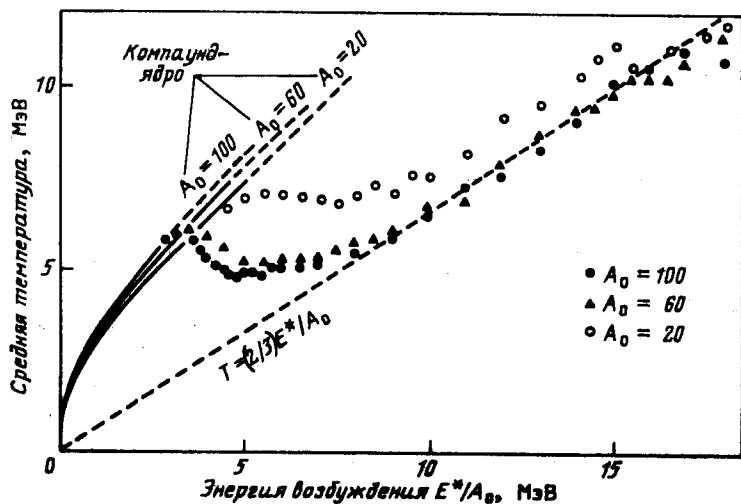


Рис. 6. Зависимость температуры от энергии возбуждения для трех различных начальных масс  $A_0$ . Пунктирная линия указывает предельное соотношение для газа классических частиц

70)). Резкий переход обусловлен тем, что при крекинг-температуре выигрыш в поверхностной энергии системы формирующимися фрагментами компенсируется преобразованием энергии возбуждения в трансляционное движение этих фрагментов. Взаимное влияние этих двух конкурирующих процессов есть типичное проявление эффектов конечного размера системы. При температурах, немного превышающих  $T^*$ , спектр масс обладает U-образной формой, указывающей, что все фрагменты имеют почти равную вероятность образования.

По-видимому, имеются веские экспериментальные указания на существование крекинг-температуры. Недавно были зарегистрированы компаунд-ядра в массовой области  $A_0 \simeq 200$ , степень возбуждения которых можно было бы охарактеризовать температурой 5—6 МэВ [71].

Из рис. 6 видно, что при энергиях возбуждения выше 7 МэВ/нуклон система ведет себя как свободный газ, если начальное ядро

достаточно тяжелое. Для более легких компаунд-ядер предел свободного газа достигается только в том случае, если образуется достаточное число фрагментов. На рис. 7 дана зависимость множественности  $M$  от энергии возбуждения для трех различных ядер. Видно, что вблизи крекинг-температуры полная множественность невелика, и затем она постепенно возрастает с увеличением энергии возбуждения. При  $T \approx 11$  МэВ полная множественность растет резко, указывая на то, что фрагменты должны быть только легкими.

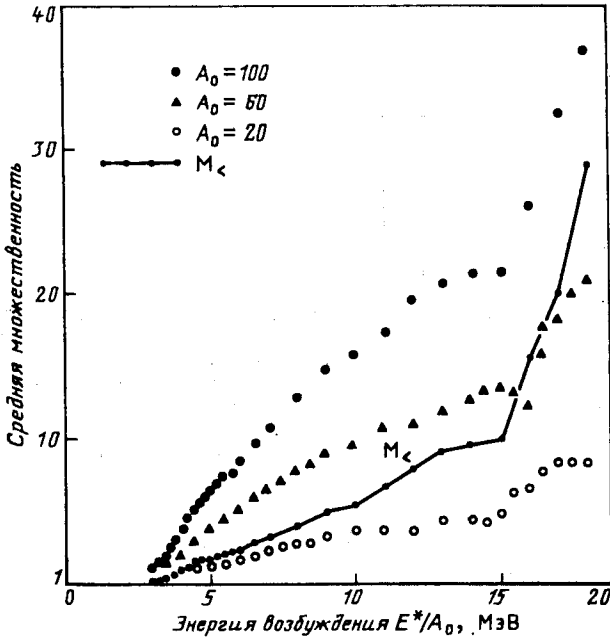


Рис. 7. Множественность примодальных фрагментов как функция энергии возбуждения. Сплошной линией нанесены результаты для случая  $A_0 = 100$ , когда рассматриваются только кластеры с  $A < 4$

Это иллюстрируется для случая  $A_0 = 100$  показом дополнительно множественности  $M_{<}$  фрагментов с  $A < 4$ . Этот переход также является физическим следствием модели. Поскольку легкие кластеры, которые, как предполагается, являются составляющими газобразной фазы, не имеют возбужденных состояний, они занимают сравнительно малую часть доступного фазового пространства. Но при температурах выше  $T \approx 11$  МэВ полная множественность может быть увеличена только за счет образования большого числа легких фрагментов. Следовательно,  $M_{<}$  возрастает, в то время как множественность тяжелых фрагментов падает. Температура, соответствующая этой переходной точке, ниже критического значения

$T_c = 16$  МэВ, но монотонно меняется вместе с ней. Переходная температура была бы равна  $T_c$ , если бы газовая фаза состояла только из нуклонов.

Проведенное обсуждение (см. также [70]) показывает близкую связь между переходом при  $T \simeq 11$  МэВ и фазовым переходом жидкость-газ, обсуждаемым в основном для бесконечной системы [8—19]. Поэтому  $T \simeq 11$  МэВ можно было бы назвать эквивалентной температурой перехода жидкость-газ в конечных системах.

Фазовый переход жидкость-газ. Интересно теперь сравнить результаты, полученные для фрагментации конечной системы, с тем, что следует из рассмотрения бесконечной ядерной материи, как это было сделано в начале этого раздела. На рис. 8

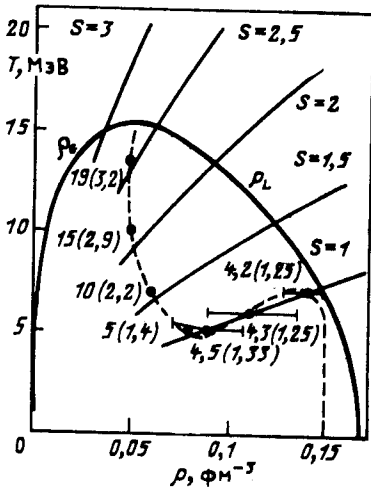


Рис. 8. Фазовая диаграмма для бесконечной ядерной материи.

Толстыми линиями показаны границы сосуществования фаз  $\rho_L$  и  $\rho_G$ . Тонкие сплошные линии иллюстрируют путь системы при изэнтропическом расширении (указаны соответствующие значения удельной энтропии). Пунктиром нанесены результаты расчета распадной плотности и средней температуры нашей конечной системы. Цифры около кривой указывают соответствующие значения энергии возбуждения и энтропии (в скобках). Неопределенность в значении распадной плотности в области температур 5—7 МэВ обусловлена наступлением режима мультифрагментации (см. рис. 6 и 7)

мы еще раз показываем фазовую диаграмму для бесконечной ядерной материи (ср. с рис. 2, б) вместе с зависимостью плотности — температура, полученной в модели мультифрагментации. Для  $S/A \leq 1$  систему можно рассматривать как нагретое компаунд-ядро. Это хорошо согласуется с предсказаниями [31, 32, 35]. Затем система оказывается перегретой и появляются большие флуктуации в плотности распада. Вычисленная плотность распада близка к  $\rho_0/3$  и лежит в области, где бесконечная ядерная материя становится динамически неустойчивой. В критической точке ( $T_c \simeq 16$  МэВ,  $\rho = \rho_0/3$ ) полная удельная энтропия  $S/A_0 \simeq 3,2$ , что находится в разумном согласии с результатами расчета для бесконечной ядерной материи [18].

В [17, 42] экспериментальные сечения для выхода фрагментов были описаны степенной зависимостью  $A^{-\tau}$  в согласии с теорией конденсации Фишера [72]. Из полученного поведения показателя  $\tau$  следовал вывод о том, что фазовый переход жидкость-газ происходит

при критической температуре  $T_c \simeq 12$  МэВ. Напротив, в [70] было показано, что степенная зависимость в лучшем случае дает информацию о крекинг-температуре  $T^*$ , при которой существует относительно широкий спектр масс фрагментов, но не о критической температуре  $T_c$ , когда доминируют легкие кластеры. Более того, следует также помнить, что степенным законом  $A^{-\tau}$  был описан экспериментальный массовый спектр, который не является примодальным и, следовательно, включает эффекты процессов испарения и вторичных распадов.

**Перколяционная теория фрагментации.** Недавно модели перколяции [68, 69] были применены для описания разнообразия массовых спектров, схематически изображенных на рис. 5. Перколяционное рассмотрение основывается на простом критерии для связи нуклонов в сложный фрагмент. Ядро рассматривается как решетка, грани которой заняты нуклонами. Вероятность заселить какую-то грань определяется перколяционным параметром  $\mathcal{P}$ . Если  $\mathcal{P} \simeq 1$ , то все грани заняты и образуется одно большое ядро. При  $\mathcal{P} \simeq 0,6$  образование компаунд-ядра невозможно, и массовый спектр обладает U-образной формой. Для еще меньших значений параметра  $\mathcal{P}$  массовый спектр переходит в экспоненциально спадающую функцию, указывающую, что образуются только легкие кластеры. В работе [73] некоторые предсказания перколяционной теории, которая достаточно хорошо описывает массовый спектр без привлечения какой-либо ядерной информации, были сопоставлены с предсказаниями, полученными в рамках модели мультифрагментации. Сравнивая поведение множественности частиц с  $A \geq 4$ , рассчитанное в перколяционном подходе, с соответствующими результатами модели мультифрагментации, обнаружилось, что величина  $1 - \mathcal{P}$  приблизительно пропорциональна энергии возбуждения системы. Конечно, качественное согласие между этими двумя теориями не полное. Например, выход на режим фрагментации происходит очень резко в модели мультифрагментации, но довольно гладким образом в перколяционном подходе. Это объясняется тем, что в теории перколяции не учитывается зависимость энергии связи ядра от температуры. Более подробно эти проблемы обсуждаются в работе [73]. Одна из причин успешного применения перколяционной модели заключается в том, что инклюзивный спектр масс не содержит достаточно физической информации, позволяющей отделить чисто статистические элементы экспериментальных данных от существенного физического содержания.

**Статистическая мультифрагментация и вторичные распады фрагментов.** До настоящего момента мы обсуждали только примодальный (первичный) спектр масс, не рассматривая последующий распад образовавшихся фрагментов. В работе [64] была развита двухступенчатая модель для вычисления массового спектра, который может уже сравниваться с экспериментом. Первая ступень описывает образование фрагмента

в результате взрыва возбужденной промежуточной ядерной системы в рамках модели фрагментации, изложенной выше. Этот процесс происходит за время приблизительно  $10^{-22}$  с, т. е. почти на порядок величины быстрее, чем обычный процесс испарения. Испарение нуклонов и более тяжелых составных частиц рассматривается как вторая ступень, следующая после взрыва.

На рис. 9 показано, как изменился примодальный спектр, имев-

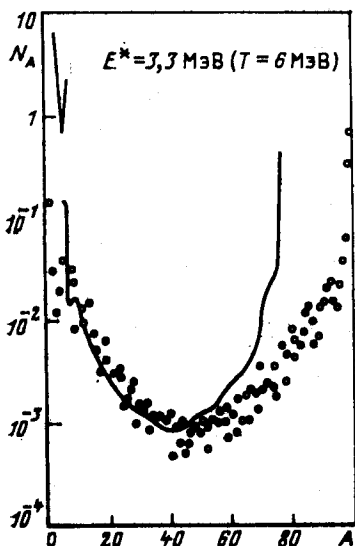
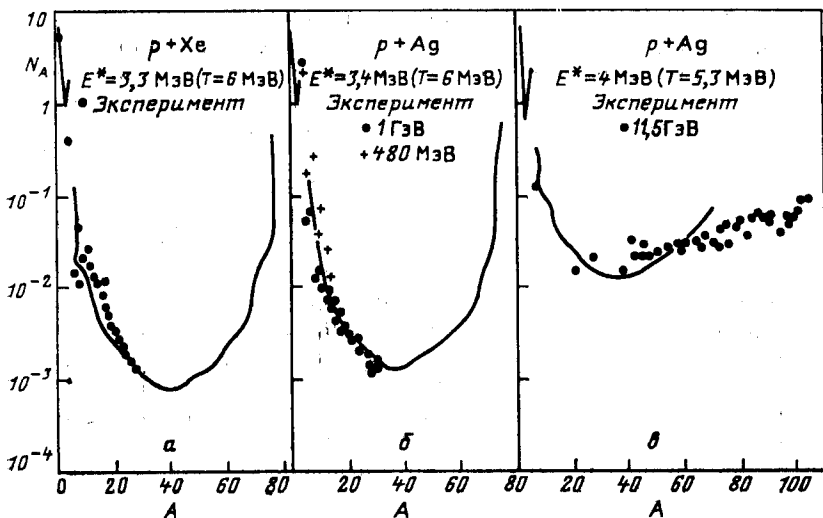


Рис. 9. Примодальный (кружки) и усредненный вторичный (кривая) спектры фрагментации, рассчитанные методом Монте-Карло. Средние множественности фрагментов для этих случаев равны соответственно  $M_1 = 1,5$  и  $M_2 = 12,6$

Рис. 10. Сравнение с экспериментом рассчитанного массового распределения для реакций  $p + \text{Xe}$  при энергиях 80—350 ГэВ [42] (а),  $p + \text{Ag}$  при 480 МэВ [41] (б) и 11,5 ГэВ (в) [74]. На рисунке указаны принятые начальные возбуждения ядер (на нуклон) и соответствующие температуры



ший U-образную форму, из-за включения процессов испарения. Наиболее заметный эффект состоит в существенном усилении выхода легких частиц, ведущем к расширению распределения по полной множественности. Этот эффект не столько заметен, когда примодальный спектр масс уже имеет экспоненциально спадающую форму. Чем выше энергия возбуждения промежуточной ядерной системы, тем менее важным становится вторичный распад, поскольку при высоких энергиях доминирует образование легких фрагментов.

Рис. 10, взятый из работы [64], дает представление о типичном описании экспериментальных данных при различных бомбардирующих энергиях. Теоретические результаты, которые находятся в разумном согласии с экспериментальными данными, согласуются также и с теоретическими предсказаниями [62]. Обе модели предсказывают температуру распадающейся системы много ниже значения 15 МэВ, использованного в [52].

Теоретический анализ мог бы быть более убедительным, если бы существование U-образной формы спектра масс могло быть проверено экспериментально. Это особенно важно для того, чтобы знать, можно ли характеризовать весь массовый спектр одной температурой. Например, присутствие в спектре тяжелых фрагментов с массой вплоть до массы ядра-мишени (рис. 10) является четким указанием на то, что не все фрагменты происходят из одного источника. Очень тяжелые фрагменты, вероятно, образуются в далеких периферических столкновениях. Чтобы получить более глубокое представление о механизмах реакции, необходимы корреляционные измерения между тяжелыми фрагментами и легкими частицами.

## 2. ФАЗА АДРОННОГО ГАЗА

Обратимся теперь к рассмотрению той части фазовой диаграммы на рис. 1, которая обозначена как «адронный газ». Эта фаза образуется при столкновении ядер с энергией выше примерно 200 МэВ/нуклон и сопровождается сильным разогревом ( $T \gtrsim 30$  МэВ) и сжатием ( $\rho \gtrsim 2\rho_0$ ) ядерного вещества. При этих условиях, как было показано в разд. 1, не происходит фазового перехода жидкость-газ, и поэтому можно было бы ожидать, что уравнение состояния будет иметь более простую форму и эту информацию можно легче извлечь из наблюдаемых величин. Однако с повышением энергии механизм ядро-ядерного взаимодействия еще более усложняется: открывается возможность рождения новых частиц, «размораживаются» мезонные, а при некоторых условиях и кварковые степени свободы, возникают релятивистские эффекты, процесс взаимодействия становится сильно неравновесным. Поэтому получение сведений о состоянии адронного газа непременно предполагает теоретическое и экспериментальное изучение условий установления полного или локального термодинамического равновесия в системе.

Такие канонические параметры уравнения состояния, как температура, плотность, энтропия, давление и т. п., могут быть экспе-

риментально оценены только по продуктам распада системы. Поэтому чрезвычайно важно понимать, к какому моменту взаимодействия необходимо отнести измеренное значение. Решение этой задачи зависит и от того, какой экспериментальный метод был использован при получении данных. В этих условиях особую важность приобретают исследования величин, сохраняющихся в ходе процесса взаимодействия или какой-то его стадии, например энтропии, а также изучение «меченых» частиц, например частиц с ненулевой странностью.

Мы начнем с краткого обсуждения специфики уравнения состояния в рассматриваемой области фазовой диаграммы и основных теоретических моделей, используемых в этой области энергий, а затем перейдем к анализу переменных, характеризующих уравнение состояния. Обсудим условия термодизации возбужденной промежуточной системы и поведение температуры, извлекаемой из наклона инклюзивных спектров частиц, а также способ оценки объема распадающейся системы и связанную с этим плотность барионов. Знание температуры и плотности позволяет сориентироваться, в какой части фазовой диаграммы мы находимся. Далее мы рассмотрим возможную оценку энтропии по измеряемому отношению числа дейтронов к протонам. Приводятся результаты анализа потока импульса частиц, образовавшихся при столкновении тяжелых ионов, что может дать информацию о давлении, обусловленном сжатием ядерной материи. Там же рассмотрена попытка оценить коэффициент сжатия возбужденной ядерной материи по пионной функции возбуждения. В заключительной части раздела изложены результаты исследования процесса рождения странных частиц, несущих сведения о локальных свойствах адронной фазы, образованной на ранней стадии взаимодействия тяжелых ионов.

**Уравнение состояния адронного газа.** В начале разд. 1 было представлено простое уравнение состояния слабовозбужденной ядерной материи, когда потенциальная энергия зависела только от плотности, а кинетическая энергия содержала вклад обычной тепловой энергии. При высоких энергиях возбуждения (температурах) уравнение состояния должно быть улучшено в нескольких аспектах. Во-первых, уравнение должно быть релятивистски-ковариантным и, во-вторых, оно должно отражать новые черты этой области энергий, которые в основном обусловлены рождением таких частиц, как пионы, каоны, и возбуждением резонансов, среди которых  $\Delta(1232)$ -резонанс является особенно важным. Рождение каонов вносит еще один новый элемент, а именно сохранение странности.

Из сказанного ясно, что полное теоретико-полевое рассмотрение трудно реализовать и, возможно, оно не является необходимым для динамического подхода к столкновению тяжелых ионов, где для достижения описания существенно новых характерных черт применен ряд упрощающих предположений (см. ниже) и феноменологических приближений.



Что касается нуклонных степеней свободы, то существует релятивистская модель среднего поля, развитая Валечкой [25, 75, 76]. Эта теория строго релятивистски-ковариантна, самосогласована в термодинамическом плане и ренормируема. В полевой теории модели Валечки [25] нуклонное поле взаимодействует со скалярным мезонным полем  $\sigma$  и массивным векторным полем  $\mathcal{A}^\mu$ . Соответствующий лагранжиан

$$\mathcal{L} = \bar{\psi} [\gamma^\mu - (i\partial_\mu - g_v \mathcal{A}_\mu) - (m_N - g_s \sigma)] \psi + \frac{1}{2} \partial_\mu \sigma (\partial^\mu \sigma) - \frac{1}{2} m_s^2 \sigma^2 - \frac{1}{4} F_{\mu\nu} F^{\mu\nu} + \frac{1}{2} m_v^2 \mathcal{A}_\mu \mathcal{A}^\mu, \quad (28)$$

где  $m_N$ ,  $m_s$  и  $m_v$  — соответственно масса нуклона, скалярного мезона и векторного мезона. Далее,  $g_s$  и  $g_v$  — скалярная и векторная константы связи и

$$F^{\mu\nu} = \partial^\mu \mathcal{A}^\nu - \partial^\nu \mathcal{A}^\mu \quad (29)$$

— тензор силы векторного поля. В работах [75, 76] сигма-потенциал взят в виде полинома четвертой степени по  $\sigma$ , что позволяет более реалистически подогнать к эксперименту коэффициент сжимаемости и эффективную массу.

Термодинамическая сумма для системы

$$\mathcal{Z}^T = \text{Tr} e^{-(H - \mu N)/T}, \quad (30)$$

где химический потенциал  $\mu$  может быть выражен через интеграл по путям в евклидовом пространстве и вычислен в приближении среднего поля для бесконечной ядерной материи. Уравнения для плотности числа барионов, скалярной плотности, плотности энергии и давления могут быть представлены в виде

$$\rho_B = \frac{2}{\pi^2} \left( \frac{m_N c^2}{\hbar c} \right)^3 \int k^2 dk (f^+(k) - f^-(k)); \quad (31)$$

$$\rho_S = \frac{2}{\pi^2} \left( \frac{m_N c^2}{\hbar c} \right)^3 m^* \int \frac{k^2 dk}{(k^2 + m^{*2})^{1/2}} (f^+(k) + f^-(k)); \quad (32)$$

$$E = \frac{1}{2} \frac{(\hbar c)^3}{(m_N c^2)^2} C_v^2 \rho_v^2 + \frac{(m_N c^2)^4}{2C_s^2 (\hbar c)^3} (1 - m^*)^2 + \frac{2}{\pi^2} \frac{(m_N c^2)^4}{(\hbar c)^3} \int k^2 dk (k^2 + m^{*2})^{1/2} (f^+(k) + f^-(k)); \quad (33)$$

$$P = \frac{1}{2} \frac{(\hbar c)^3}{(m_N c^2)^2} C_v^2 \rho_B^2 - \frac{(m_N c^2)^4}{2C_s (\hbar c)^3} (1 - m^*)^2 + \frac{2}{3\pi^2} \frac{(m_N c^2)^4}{(\hbar c)^3} \int \frac{k^4 dk}{(k^2 + m^{*2})^{1/2}} (f^+(k) + f^-(k)), \quad (34)$$

где

$$f^\pm = [\exp((k^2 + m^{*2})^{1/2} \mp \nu)/\bar{T} + 1]^{-1}, \quad \bar{T} = T/m_N c^2 \quad (35)$$

— функция распределения соответственно нуклонов и антинуклонов. Значения  $C_v^2 = \frac{g_V^2}{\hbar c} \left( \frac{m_N}{m_V} \right)^2 = 195,7$  и  $C_s^2 = \frac{g_s^2}{(\hbar c)^3} \left( \frac{m_N}{m_s} \right)^2 = 266,9$  были подогнаны так, чтобы описать энергию связи и плотность ядерной материи. Химический потенциал  $\mu$  связан с  $v$  следующим соотношением:

$$\mu = v m_N c^2 + C_v^2 \rho_B \frac{(\hbar c)^3}{(m_N c^2)^2},$$

и эффективная масса должна быть определена самосогласованным образом из уравнения

$$m^* + C_s^2 \left( \frac{\hbar c}{m_N c^2} \right)^3 \rho_s = 1. \quad (36)$$

Энергия на частицу  $E_A$  дается выражением

$$E_A = E/\rho - m_N c^2, \quad (37)$$

а удельная энтропия представима в виде

$$S/A = (E - P - \mu \rho_B)/T \rho_B. \quad (38)$$

Рассмотрим теперь некоторые предельные случаи.

Для  $\rho_B \Lambda^3 \ll 1$  получаем уравнение состояния разреженного газа (см. разд. 1):

$$E = \frac{3}{2} T \rho_B + \rho_B, \quad P = T \rho_B. \quad (39)$$

Для значений плотности  $\rho < \rho_B$  и  $T \ll T_c \simeq 21$  МэВ приведенное выше уравнение состояния отражает ван-дер-ваальсовое поведение, изученное недавно в связи с фазовым переходом жидкость-газ в [32, 35].

При  $\rho_B \rightarrow \infty$  и произвольном значении  $T$  (предел бесконечной плотности) имеем

$$E = \frac{1}{2} c_v^2 \rho_B^2 \frac{(\hbar c)^3}{(m_N c^2)^2} + \frac{3}{4} k_F \rho_B \hbar c; \quad (40)$$

$$P = \frac{1}{2} C_v^2 \rho_B^2 \frac{(\hbar c)^3}{(m_N c^2)^2} + \frac{1}{4} k_F \rho_B \hbar c, \quad (41)$$

и предел высоких температур ( $T \rightarrow \infty$ ) дает

$$E = \frac{7\pi^2}{90} \frac{T^4}{(\hbar c)^3}, \quad P = \frac{1}{3} E. \quad (42)$$

Таким образом, уравнение состояния Валечки охватывает всю область переменных энергия — плотность, где нуклонные степени свободы играют решающую роль. Несмотря на то что релятивистская

теория среднего поля имеет такие привлекательные и реалистичские черты, ее включение в динамику столкновения тяжелых ионов еще далеко от реализации.

Например, в [76] была рассчитана энергия сжатия ядерной материи. Оказалось, что уравнение состояния чрезвычайно чувствительно к выбору коэффициента сжимаемости  $K$  и эффективной массы  $m^*$  нуклона при плотности насыщения  $\rho_0$ . Вариация  $m^*$  и  $K$  в пределах 10—20% приводит к изменению энергии сжимаемости в несколько раз. Это демонстрирует невозможность предсказать свойства ядерной материи, исходя из известных сегодня свойств основного состояния, и еще раз указывает на то, что для надежных экстраполяций необходимо хорошо изучить область высоких плотностей.

В настоящее время уравнение состояния горячей ядерной материи часто описывается в пределе не взаимодействующего релятивистского газа, как дается формулами (33) и (34), где, кроме того, пренебрегается зависимостью от  $m^*$  и полагается  $C_s^2 = C_v^2 = 0$ . Описание адронного газа затем улучшается путем учета образования других частиц и резонансов, которые характеризуются в основном их массами и факторами вырождения. В случае пионов и других бозе-частиц вместо функции (35) используется распределение Бозе — Эйнштейна. Предполагается, что эти бозе-частицы имеют нулевой химический потенциал, т. е. они могут свободно рождаться или поглощаться в адронном газе. Тогда уравнение состояния адронного газа определяется вычислением химических потенциалов, которые фиксируют число различных частиц и, в конце концов, позволяют вычислить давление  $P(\rho, T)$ . Такое упрощенное уравнение состояния, которое рассматривает не взаимодействующий газ адронов как состоящий из нескольких сортов частиц, находящихся в тепловом равновесии, должно быть улучшено в том случае, когда потенциал и эффекты взаимодействия еще играют какую-то роль. Например, в [77, 78] была введена дополнительная потенциальная энергия, которая зависит только от полной плотности барионов. При этом предполагается, что все нуклонные резонансы чувствуют то же самое взаимодействие.

Следует отметить, что в рамках термодинамического подхода нет ответа на вопрос, сколько и какие частицы и резонансы должны быть включены в рассмотрение. Вопрос решается чисто практически: выбирается минимальное число частиц, позволяющих получить согласие с опытом в конкретном случае. Однако с общетеоретической точки зрения введение новых частиц в схему описания адронной фазы как смеси идеальных газов означает учет сильных взаимодействий. Как было показано Хагедорном в рамках гипотезы будстрапа [79], последовательный учет сильных взаимодействий требует введения непрерывного спектра масс  $m$  с экспоненциально растущей плотностью состояний

$$\rho^H(m) = a \left( \frac{T_0}{m} \right)^3 \exp \left( \frac{m}{T_0} \right), \quad (43)$$

где  $T_0$  — предельная температура. Конечно, уравнение состояния и термодинамические свойства такого газа адронов будут отличаться от того, что ожидается для смеси не взаимодействующих газов.

Из этого обсуждения становится очевидным, что релятивистская физика тяжелых ионов дает нам большой стимул для исследования поведения ядерной материи в той области плотности энергии, где уравнение состояния известно очень плохо. Сопоставление теории с экспериментальными фактами даст информацию о том, в какой степени исследование адронного газа в рамках упрощенного уравнения состояния соответствует действительности.

**Модели высокоэнергетических ядро-ядерных столкновений.** В настоящее время мы вынуждены использовать для описания неупругих столкновений двух ядер при высоких энергиях упрощенные и феноменологические подходы. Причина этого заключается в том, что традиционные низкоэнергетические схемы приближений к много-телному уравнению Шредингера здесь неприменимы. Например, зависящий от времени метод Хартри — Фока [80], который стал действенным инструментом при энергии до 10 МэВ/нуклон, не может быть применен, поскольку он предполагает большой средний пробег и пренебрегает двухчастичными столкновениями. Более того, из-за появления процессов рождения частиц при достаточно высоких энергиях строгое квантовомеханическое описание становится еще более сложным.

Феноменологические подходы, как правило, ограничиваются привлечением классических представлений. Основные модели и подходы, которые сейчас используются, следующие:

- i) метод ядро-молекулярной динамики;
- ii) модель внутриядерного каскада;
- iii) гидродинамическое описание.

Мы дадим здесь очень краткое описание их основных отличительных черт. Для более детального обзора мы отсылаем к работам [81, 82].

**Метод ядро-молекулярной динамики.** Столкновение двух ядер может быть описано на классическом уровне точно так же, как взаимодействие двух молекулярных пучков. Для заданного нуклон-нуклонного потенциала решается система классических уравнений движения для взаимодействующих нуклонов (см. [22, 83—90]) и находится полная функция распределения  $A$  частиц. Фактически решается классическое уравнение Лиувилля, и в этом отношении такая процедура более фундаментальна, чем решение кинетических уравнений. Основная проблема в методе ядро-молекулярной динамики состоит в том, что классический потенциал не дает хорошего приближения к  $N - N$ -рассеянию и описанию ядра как связанной системы. Принципиальные трудности возникают при попытке перенести этот метод в область релятивистских энергий, учесть процессы пинообразования.

В зависимости от соотношения характерных пространственно-

временных масштабов для реально рассматриваемой задачи метод ядерно-молекулярной динамики может быть упрощен. Характерными пространственными масштабами являются радиус действия сил  $\hbar/m_{\pi}c$ , средний свободный пробег частицы в ядре  $\lambda = 1/\rho\sigma_{NN}$  и радиус ядра  $R = r_0 A^{1/3}$ . Если  $\hbar/m_{\pi}c \ll \lambda$  ( $\rho/\rho_0 \ll 1$ ), каскадная модель является хорошим динамическим приближением, тогда как при  $\lambda \ll R$  должно применяться гидродинамическое описание. На практике приведенные выше неравенства выполняются не так строго, поэтому внутреннюю точность гидродинамического и каскадного описания оценить не так просто.

**Внутриядерный каскад.** В модели внутриядерного каскада сложный процесс ядерного столкновения представляется как последовательность нуклон-нуклонных столкновений и описывается кинетическим уравнением Больцмана для одночастичной функции распределения. Основной входной информацией являются интегральные и дифференциальные сечения упругого и неупругого взаимодействия частиц. Разработанные каскадные модели [91—103] учитывают много дополнительных эффектов, таких, как фермидвижение нуклонов, запреты по принципу Паули, эффекты связи нуклонов в ядре, релятивистскую кинематику, рождение пионов,  $\Delta$ -изобар, каонов и других частиц и их последующее взаимодействие в соответствии с экспериментальными сечениями, а также взаимодействие нуклонов в конечном состоянии, приводящее к образованию кластеров.

Каскадная модель является лишь первой, быстрой стадией взаимодействия. После завершения каскада нуклоны-спектаторы образуют возбужденные остаточные ядра, дальнейшее поведение которых должно описываться в рамках теории фрагментации (см. разд. 2).

**Гидродинамическое описание.** Гидродинамические уравнения являются уравнениями на моменты одночастичной функции распределения для сохраняющихся величин. В противоположность каскадным моделям гидродинамическое описание (см. [9, 102, 104—126]) исходит не из рассмотрения отдельных элементарных событий, а из уравнения состояния ядерной материи.

По сравнению с каскадной моделью в гидродинамике эффекты потенциальной энергии включены через уравнение состояния. Неравновесность процесса взаимодействия может быть учтена с помощью эффектов вязкости и теплопроводности. В гидродинамическом подходе может быть достаточно надежно описан процесс расширения сильно сжатой ядерной материи, в то время как каскадная модель применима, в принципе, только для случая низких плотностей. Важно, однако, напомнить, что гидродинамика применима при условии  $\lambda \ll R$  и когда устанавливается локальное термодинамическое равновесие. Оба этих условия не выполняются в периферических столкновениях и даже в наиболее подходящем случае центральных столкновений нельзя ожидать, что нуклоны взаимодействуют

шие в поверхностном слое ядра, достигнут состояния локального термодинамического равновесия.

Несмотря на очевидные ограничения, как каскадная, так и гидродинамическая модели были успешно применены к описанию данных по высокоэнергетическим ядро-ядерным столкновениям и позволили извлечь из эксперимента ценную информацию о механизме реакции и основном уравнении состояния ядерной материи.

Тенденции дальнейшего развития модели. При кажущейся противоположности гидродинамического описания и каскадной модели как представителя кинетического подхода их противопоставление не имеет глубокого смысла, поскольку речь идет лишь о различном уровне огрубления при описании одного и того же физического процесса. Из кинетических уравнений, дающих более детализированную картину процесса, можно вывести уравнения гидродинамики. Поэтому при сравнении кинетического и гидродинамического подходов ключевым является вопрос, какому уравнению состояния отвечает данное динамическое уравнение. В этой связи большой интерес представляет наметившийся недавно путь объединения коллективных и одночастичных эффектов, состоящий в построении моделей на базе других кинетических уравнений, уравнение состояния для которых отличается от уравнения состояния идеального газа.

В работах [127, 128] использовано уравнение Власова — Улинга — Уленбека. Этот теоретический подход включает как среднее поле нуклонов, так и двухчастичные взаимодействия с учетом принципа Паули. Уравнение для одночастичной функции распределения имеет вид

$$\frac{df}{dt} = \frac{\partial f}{\partial t} + \mathbf{v} \frac{\partial f}{\partial \mathbf{r}} - \nabla U \frac{\partial f}{\partial \mathbf{p}} = - \int \frac{d^3 p_2 d^3 p'_1 d\Omega'_2}{(2\pi)^3} \sigma(\theta) v_{12} \times \\ \times [f f_2 (1 - f'_2) (1 - f_2) - f'_1 f_2 (1 - f) (1 - f_2)] \delta(\mathbf{p} + \mathbf{p}_2 - \mathbf{p}'_1 - \mathbf{p}'_2). \quad (44)$$

Основной входной информацией для этого уравнения является потенциал  $U$  среднего поля и нуклон-нуклонные дифференциальные сечения  $\sigma(\theta)$ . Потенциал среднего поля вычисляется в рамках модели Скирма, при этом  $U(\mathbf{r})$  является функцией локальной плотности. В отсутствие столкновительного члена в (44) получаем уравнение Власова. Модель внутриядерного каскада следует из приведенного уравнения для  $U = 0$ .

Уравнение Больцмана — Энского предложено использовать в работе [129]. По сравнению с (44) оно не содержит потенциала среднего поля  $U(\mathbf{r})$ , но в столкновительном члене учтены двухчастичные корреляции, запрещающие двум нуклонам сближаться на расстояние меньше  $\sim 1$  фм. Это приводит к уравнению состояния ван-дер-ваальсового типа.

Наметившийся подход представляется весьма привлекательным для теоретического исследования основных свойств горячей и сжатой ядерной материи, образованной в ходе высокоэнергетического

столкновения тяжелых ионов. Следует, однако, помнить, что измеряемые характеристики в различной степени чувствительны к уравнению состояния. Поэтому поиск величин, наиболее чувствительных к уравнению состояния и позволяющих дискриминировать различные модели, представляет исключительный интерес (см. также ниже обсуждение эффектов сжатия).

**Температура адронного газа.** Температура возбужденной системы адронов является одним из важнейших канонических параметров, определяющих состояние системы. Она характеризует среднюю энергию хаотического движения, приходящуюся на одну частицу. Однако концепция температуры является упрощением реальной ситуации, поскольку она предполагает установление в системе термодинамического равновесия. Время релаксации возбужденной системы к состоянию термодинамического равновесия можно оценить в рамках кинетической теории. Решение уравнения Больцмана для бесконечной среды [130] и оценки, выполненные в рамках каскадной модели [99, 131] для столкновения ядер в области энергий 0,8—2,0 ГэВ/нуклон, показывают, что для установления равновесного состояния каждый нуклон должен испытать три-четыре столкновения. Учет мезонных степеней свободы ускоряет выход на равновесный режим.

На рис. 11 показана эволюция поля температуры для центрального столкновения  $Ag + Ag$  при энергии 800 МэВ/нуклон [103]. В начальный момент нагрев носит локальный характер с большими градиентами температуры, что указывает на существенное отличие состояния формирующейся системы адронного газа от равновесного. На стадии расширения возбужденной системы поле температуры становится более однородным. Это свидетельствует о том, что концепция температуры лучше подходит для описания этой конечной стадии взаимодействия.

Далее мы рассмотрим вопрос о том, как далеко от состояния термодинамического равновесия находится возбужденная система адронов, образованная при столкновении тяжелых ионов, и обсудим экспериментально извлекаемые значения температуры.

**Термолизация и полная остановка ядер.** Если возбужденная система адронов, фэйрбол, распадается из состояния термодинамического равновесия, то продукты ее распада должны иметь изотропное угловое распределение в системе координат, где фэйрбол покоится. Поэтому близость состояния распадающейся системы к равновесному можно характеризовать отношением среднего поперечного импульса частиц к продольному:

$$\mathcal{R} = \frac{2}{\pi} \frac{\sum_i p_{\perp, i}}{\sum_i p_{\parallel, i}},$$

где числовой фактор  $2/\pi$  учитывает различие в числе степеней свободы для движения в продольном и поперечном направлениях. В случае полной термолизаии  $\mathcal{R} = 1$ .

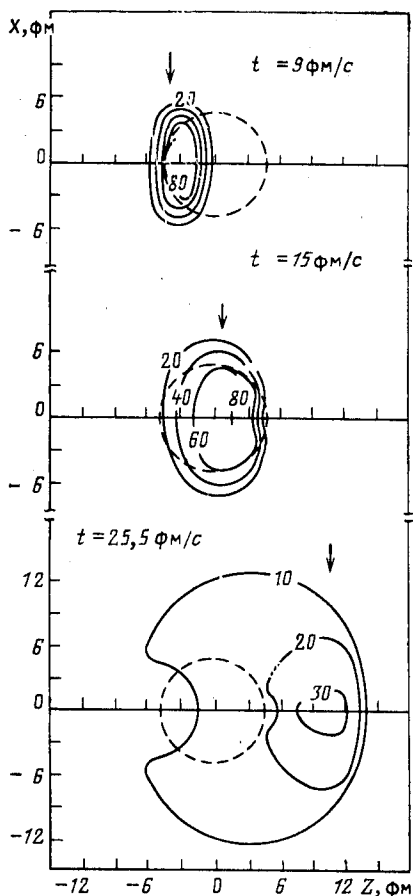


Рис. 11. Температурное поле каскадных нуклонов, образованных в центральных столкновениях  $Ag + Ag$  (800 МэВ/нуклон) для различных моментов времени  $t$ , значения на контурах постоянной температуры даны в мегаэлектронвольтах:

штриховая окружность радиуса  $R_{1/2} = 1,07 \cdot A^{1/3}$  фм указывает положение невозмущенного ядра-мишени; стрелка соответствует положению центра ядра-снаряда, если бы оно пролетало через ядро-мишень без взаимодействия

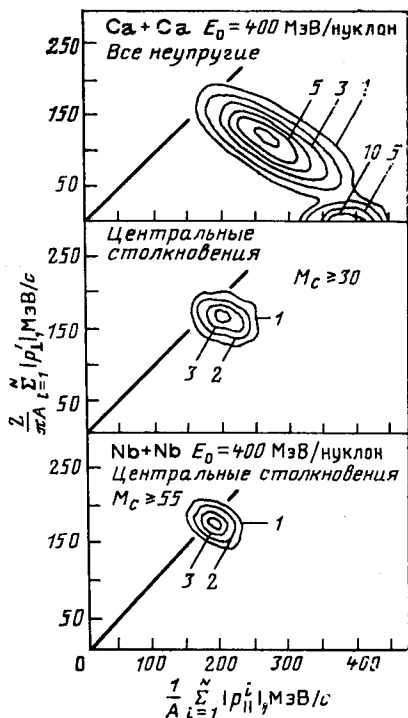


Рис. 12. Контурсы постоянного выхода для распределения по среднему поперечному и продольному импульсу заряженных частиц, образованных во всех неупругих и центральных (с большой множественностью частиц  $M_c$ ) столкновениях  $Ca + Ca$  и  $Nb + Nb$  при энергии 400 МэВ/нуклон [132]

В недавних экспериментах [132] величина  $\mathcal{R}$  для протонных участников была измерена в столкновении симметричных систем  $Ca + Ca$  и  $Nb + Nb$ . На рис. 12 показаны распределения по  $\mathcal{R}$  в плоскости  $\langle p_{\perp} \rangle, \langle p_{\parallel} \rangle$  для отдельных событий. Видно, что в случае столкновений  $Ca + Ca$  при 400 МэВ/нуклон основная масса событий расположена довольно далеко от области  $\mathcal{R} = 1$ , представленной на рисунке диагональной линией. Четко наблюдаемый пик при



малых  $\langle p_{\perp} \rangle$ ; но больших значениях  $\langle p_{\parallel} \rangle$  соответствует периферическому взаимодействию тяжелых ионов, где доминирующий вклад в  $\mathcal{R}$  дают фрагменты ядра-снаряда. Естественно, что вклад в эту область отсутствует, если перейти к центральным взаимодействиям, отобрав события с большой множественностью  $M_c$  вторичных заряженных частиц. При этом максимум распределения резко сдвигается в сторону диагонали, но лишь очень немногие события попадают в область  $\mathcal{R} = 1$ .

Следует отметить, что для симметричных систем признак термализации адронов  $\mathcal{R} = 1$  совпадает с признаком полной остановки

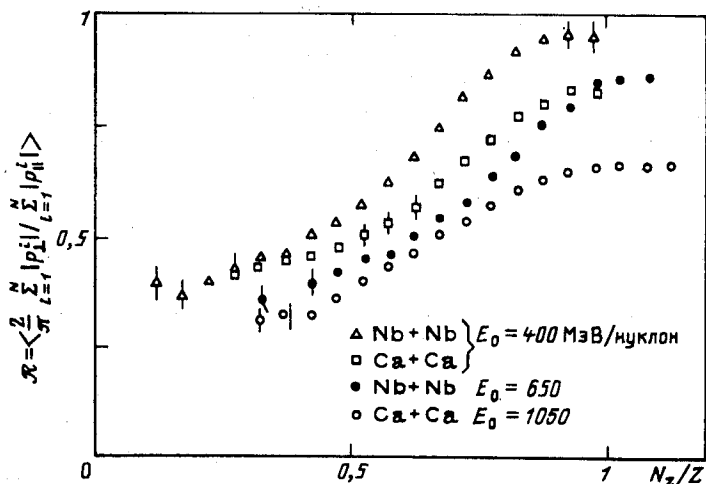


Рис. 13. Зависимость отношения  $\mathcal{R}$ , характеризующего близость к состоянию термодинамического равновесия, от относительного числа рожденных заряженных частиц [132]. Тип реакции указан на рисунке

сталкивающихся ионов, когда вся энергия их относительного движения преобразуется в хаотическое движение нуклонов и энергию рожденных частиц. В этой связи о центральных столкновениях  $\text{Nb} + \text{Nb}$ , представленных на том же рис. 12, можно сказать, что в большом числе случаев они приводят к полной остановке ядер, поскольку максимум распределения приходится как раз на область  $\mathcal{R} = 1$ .

Сравнение степени термализации, достигаемой в различных комбинациях и при различных энергиях сталкивающихся ионов, представлено на рис. 13 как функция доли полного детектируемого заряда частиц  $N_z/Z$ . Возрастание величины  $\mathcal{R}$  с увеличением множественности заряженных частиц обусловлено уменьшением относительного выхода нуклонов-спектаторов в центральном столкновении. Нуклоны-спектаторы от ядра-снаряда несут большой продольный импульс,

что и приводит к малым значениям  $\mathcal{R}$  в случае периферических взаимодействий.

Таким образом, анализ отношения средних значений поперечной и продольной компонент импульса указывает на то, что для центральных столкновений  $Nb + Nb$  при энергии 400 МэВ/нуклон достигается почти полная остановка ядер и система оказывается в состоянии, очень близком к термодинамическому равновесию. При переходе к периферическим соударениям или к более легким ядерным системам, или к более высоким энергиям столкновения угловое распределение частиц теряет изотропию, что обусловлено примесью лидирующих частиц и фрагментов ядра-снаряда.

Возможность полной остановки сталкивающихся тяжелых ионов тесно связана с проблемой достижения максимальной плотности энергии, необходимой для фазового перехода адронов в кварк-глюонную плазму (см. разд. 3). Согласно гидродинамическим оценкам [15], два ядра урана еще могут полностью диссипировать свою энергию относительного движения, если энергия бомбардирующего иона не превышает 4–5 ГэВ/нуклон. Достигаемая при этом плотность энергии близка к критическому значению для фазового перехода адронов в кварки. При дальнейшем повышении энергии и с выходом в ультрарелятивистскую область полная остановка сталкивающихся ядер становится невозможной из-за изменения механизма взаимодействия, приводящего к увеличению «прозрачности» ядерной материи.

*Определение инклюзивной температуры.* Если источник, испускающий частицы, находится в термодинамическом равновесии, то по наклону наблюдаемого инклюзивного спектра можно оценить «кажущуюся» или «инклюзивную» температуру, воспользовавшись соотношением \*

$$E \frac{d^3\sigma}{d^3p^3} = C_0 E_{ц. м} \exp(-E_{ц. м}/T_{inc}). \quad (45)$$

Хотя извлекаемая таким образом инклюзивная температура  $T_{inc}$  отражает температуру распадающегося горячего фэйрбола, необходимо помнить, что описание возбужденной системы введением единой температуры является довольно грубой идеализацией. Выше мы видели, что температурное поле, отвечающее эффективному источнику, неоднородно распределено в пространстве и меняется со временем. На рис. 14 показана временная зависимость средней температуры  $\langle T \rangle$ , вычисленной по температурному полю (см. рис. 11), и  $T_{inc}$ , определенной формулой (45). Равномерное падение температуры  $\langle T \rangle$  на стадии расширения фэйрбола обусловлено тем, что при разлете частиц их тепловая энергия преобразуется в энергию

\* Для уменьшения влияния неравновесных процессов часто ограничиваются лишь спектром под углом  $90^\circ$ . Иногда используют распределение по  $p_\perp$ , что может оказаться даже предпочтительнее в силу инвариантности этой величины.

коллективного движения как единого потока частиц. Вблизи точки распада системы столкновения между частицами прекращаются и, следовательно, с этого момента форма импульсного распределения частиц практически не меняется. Это означает, что инклюзивная температура  $T_{inc}$ , определяемая по наклону спектра, не будет далее зависеть от времени вплоть до момента регистрации частиц детекто-

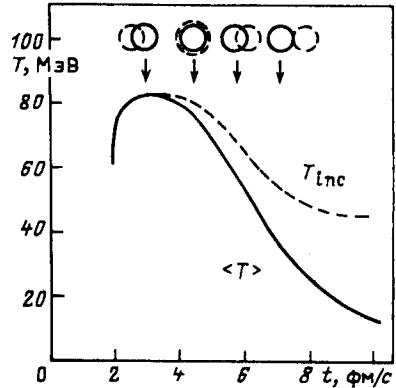


Рис. 14. Временная зависимость средней  $\langle T \rangle$  и инклюзивной  $T_{inc}$  температуры для центрального столкновения  $Ag + Ag$  (0,8 ГэВ/нуклон). Вверху для момента времени, отмеченного стрелкой, показано относительное расположение ядер, если бы они пролетали без взаимодействия; радиус окружностей отвечает  $R_{1/2} = 1,07 \cdot A^{1/3}$

ром. Из рис. 14 видно, что зависимость  $T_{inc}$  от времени действительно выходит на константу.

Вторичные процессы типа взаимодействия в конечном состоянии, распад  $\Delta$ -изобар и т. п. приведут к дополнительному различию между  $T_{inc}$  и  $\langle T \rangle$ .

Практическое применение формулы (45) к данным, полученным в ядро-ядерных столкновениях, требует известной степени осторожности. Присутствие в инклюзивном спектре частиц другого происхождения (например, от распада спектаторных ядер) или небольшой примеси неправильно идентифицированных частиц (например, дейтронов в протонном спектре [133]) может привести к заметным искажениям  $T_{inc}$ .

Следует заметить, что вместо (45) можно пользоваться и инвариантным инклюзивным распределением  $d^2\sigma/d\Omega dE$ , но при этом необходимо правильно учитывать предэкспоненциальный множитель. Такой способ, в частности, популярен при нерелятивистских энергиях для определения эффективной температуры и скорости «движущегося источника» по одновременному описанию спектров частиц под несколькими углами. Экспериментальные данные при этом фитируются соотношением

$$\frac{d^2\sigma}{d\Omega dE} = \text{const } E^{1/2} \exp [-(E + E_s - 2E^{1/2}E_s^{1/2} \cos \theta)/T_{inc}], \quad (46)$$

где  $E_s$  — кинетическая энергия движущегося источника, соответствующая примерно половине скорости бомбардирующего иона.

Результаты такого анализа представлены на рис. 15, где для выделения частиц-участников взяты спектры под углами  $\theta > 40^\circ$ , в которых отброшена испарительная компонента [134].

Тенденции поведения температуры в зависимости от энергии бомбардирующего иона  $E_0$  могут быть качественно поняты в терминах модели ферми-газа. Из соотношения (19) имеем

$$T = \frac{\hbar^2}{m} \left( \frac{2}{3} \pi \right)^{-2/3} \left( \frac{S}{A} \right) \rho^{2/3}. \quad (47)$$

Для качественной оценки достижимой плотности и связи ее с энергией  $E_0$  можно воспользоваться приближением ударной адиабаты [135]:

$$\rho = \frac{\rho_0}{2} (3 + 5\gamma_{ц.м}(E_0)). \quad (48)$$

Поскольку удельная энтропия  $S/A$  слабо меняется с изменением  $E_0$ , то температура должна расти с энергией первичного пучка примерно

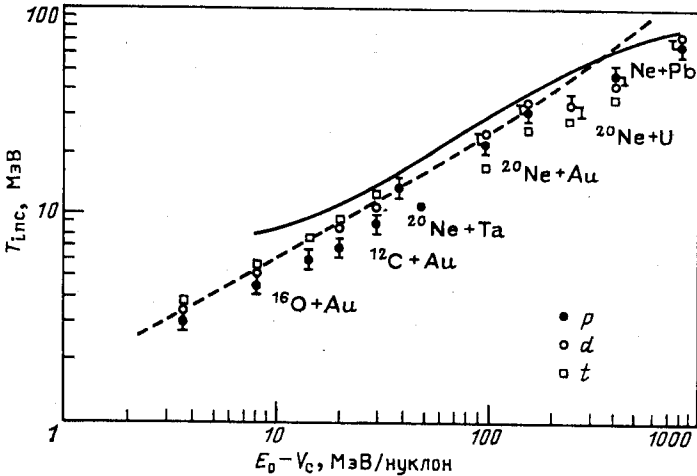


Рис. 15. Зависимость от начальной энергии инклюзивной температуры быстрых протонов, дейтронов и ядер трития, образованных при столкновении легкого ядра с тяжелым ядром [134]:

сплошная кривая отвечает ферми-газовому соотношению между энергией и температурой (47); пунктир — модели фэйрбрла

степенным образом, что согласуется с результатами, представленными на рис. 15. Применимость формулы (48) нарушается в области  $E_0 \gtrsim 1$  ГэВ/нуклон, где она не передает существенного замедления роста инклюзивной температуры  $T_{inc}(E_0)$ . Такое поведение температуры указывает на необходимость включить в рассмотрение образование резонансов, в первую очередь  $\Lambda$ -изобары. Модель Хагедорна [79, 136], учитывающая непрерывный спектр резонансов

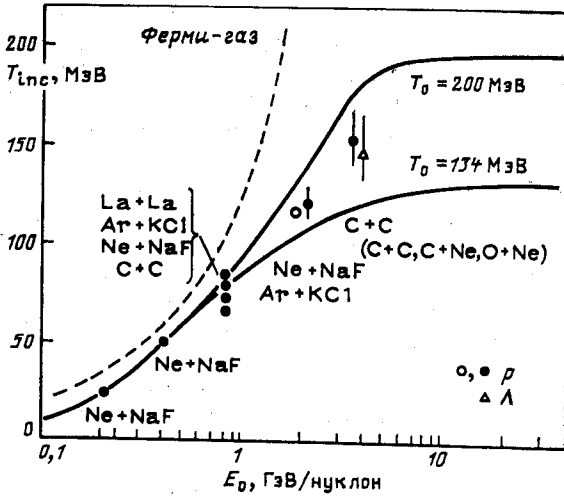


Рис. 16. Инклюзивная температура барионов как функция первичной энергии для столкновения одинаковых ядер: экспериментальные точки взяты из работ [137—139]; ● — относятся ко всем неупругим взаимодействиям; ○, Δ — к центральным столкновениям; штриховая кривая — зависимость, полученная в приближении ферми-газа (47); сплошные кривые рассчитаны по модели Хагерна с указанными значениями предельной температуры  $T_0$  [см. (13)]

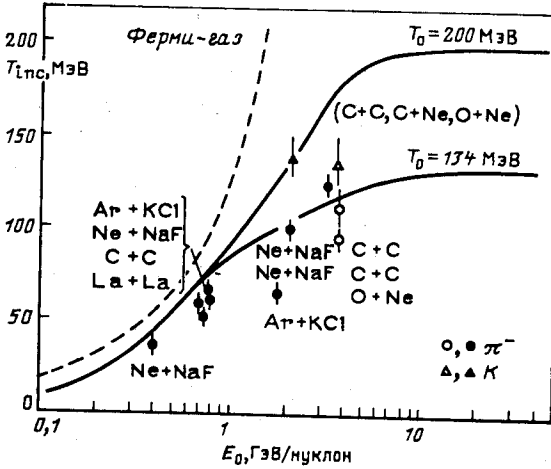


Рис. 17. Инклюзивная температура мезонов как функция энергии бомбардирующего иона для столкновения одинаковых ядер. Обозначения те же, что и на рис. 16

с экспоненциально растущей плотностью масс [см. формулу 43]), предсказывает существование предельной температуры  $T_0$ . На рис. 16 и 17 нанесены теоретические кривые для двух значений  $T_0$ , равной 134 и 200 МэВ. Первое значение  $T_0$  хорошо воспроизводит экс-

периментальный спектр масс резонансов, второе — примерно соответствует критической температуре фазового перехода адронов в кварки (см. разд. 3). К сожалению, существующие данные не позволяют сделать однозначный вывод о существовании предельной температуры. Необходимы эксперименты при более высоких энергиях первичных пучков.

Что касается зависимости инклюзивной температуры от комбинации сталкивающихся ядер, то для нуклонов она качественно правильно отражается формулой (47): переход к более тяжелым системам из-за эффектов конечности ядер приводит к более высокому сжатию и, следовательно, к повышению  $T_{\text{inc}}$ . В случае пионов необходимо принять во внимание резонансный характер их образования.

В работах [137, 138] было показано, что инклюзивная температура зависит от типа наблюдаемых частиц. Как видно из рис. 16 и 17, температуры пионов, протонов и  $K^+$ -мезонов удовлетворяют соотношению

$$T_{\text{inc}}^{\pi} < T_{\text{inc}}^p < T_{\text{inc}}^{K^+},$$

т. е. на языке временной зависимости температуры (см. рис. 14) каоны испускаются на более ранней стадии взаимодействия. В согласии с этим выводом находится тот факт, что свободные пробеги  $\lambda = 1/\sigma$  для этих частиц соотносятся точно таким же образом:

$$\lambda^{\pi N} < \lambda^{pN} < \lambda^{K^+N},$$

тогда как для термодинамического рассмотрения примодальных температур можно было бы ожидать  $T_{\text{inc}}^{\pi} \simeq T_{\text{inc}}^p \simeq T_{\text{inc}}^{K^+}$ .

*Температура заселения.* Существует еще один способ определения температуры распадающейся системы: по относительному заселению основного и возбужденных состояний ядерных фрагментов. Такие эксперименты существенно сложнее инклюзивной постановки. Необходимо регистрировать  $\gamma$ -кванты в совпадении с фрагментом или продуктами его распада, если он нестабилен. При этом исследуемые возбужденные состояния должны охватить достаточно большую часть спектра возбуждения, но не заселяться в результате распада других нестабильных ядер или более высоковозбужденных состояний данного ядра. Недавние корреляционные измерения в реакции  $\text{Ar} + \text{Au}$  при энергии 60 МэВ/нуклон с выходом фрагментов  ${}^5\text{Li}$ ,  ${}^6\text{Li}$ ,  ${}^9\text{Be}$  определили температуру около 4,5 МэВ [140]. Это значение температуры хорошо описывает выход фрагментов по массам в рамках теории мультифрагментации (см. разд. 1), однако существенно ниже значения  $T_{\text{inc}} \simeq 20$  МэВ, определяемого из наклона энергетического спектра фрагментов [141]. Это расхождение остается пока открытой проблемой.

*Объем и плотность распадающейся системы.* При исследовании уравнения состояния объем  $V$  или плотность  $\rho$  системы как канонические переменные играют такую же роль, как температура. Наряду

с нагреванием ядерной материи на начальной стадии взаимодействия ядер происходит ее уплотнение, приводящее к формированию зоны горячего и сжатого вещества. По достижении максимальной плот-

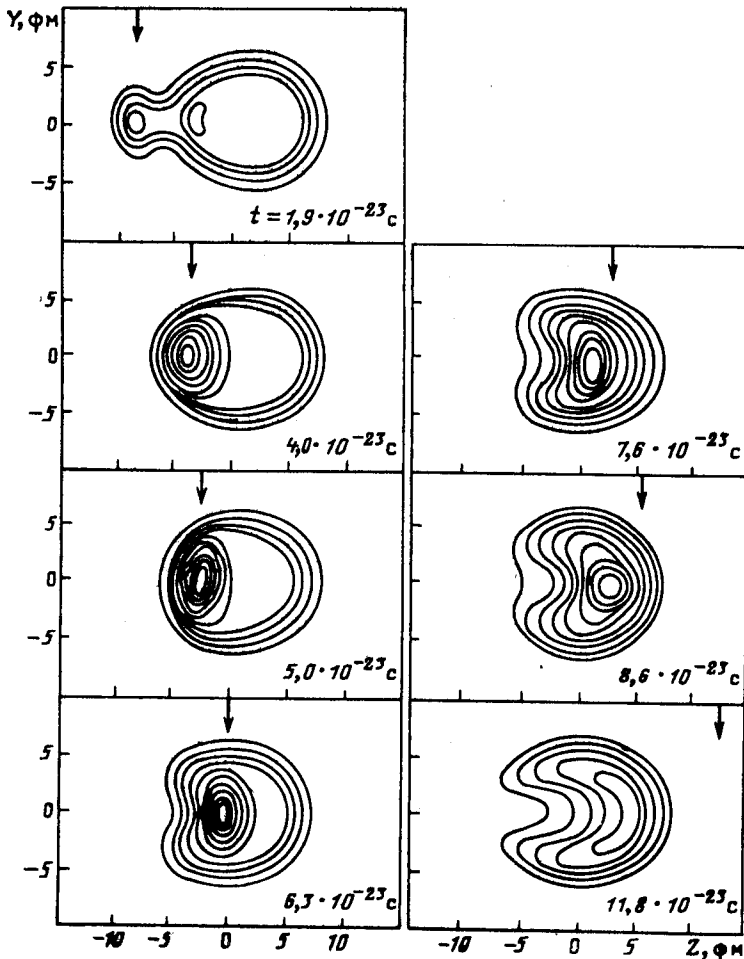


Рис. 18. Диаграмма эволюции плотности нуклонов при центральном столкновении  $Ne + U$  (400 МэВ/нуклон):

внешний контур соответствует уровню плотности  $0,02 \text{ фм}^{-3}$ , при переходе к каждому следующему уровню плотность увеличивается на  $0,04 \text{ фм}^{-3}$ . Стрелка указывает положение центра ядра-снаряда, если бы оно двигалось без взаимодействия

ности система переходит в стадию расширения с последующим распадом. Эти черты можно проследить по эволюции профиля плотности, представленного на рис. 18 для случая столкновения  $Ne + U$  при 400 МэВ/нуклон [101].

Таким образом, плотность и объем адронного газа существенно меняются в ходе реакции. Но экспериментально измеряемые характеристики соответствуют моменту распада системы, когда в основном прекращается взаимодействие между частицами. При этом извлечение сведений о  $V$  или  $\rho$  является более сложной задачей по сравнению с оценкой температуры, поскольку информация о температуре содержится уже в одночастичной функции распределения, тогда как для определения области взаимодействия необходимо измерять корреляции между частицами.

Мы начнем с рассмотрения корреляций тождественных частиц и обсуждения результатов, полученных этим методом. Далее будет представлен другой метод оценки распадной плотности системы по радиусу коалесценции составных частиц. Мы закончим этот раздел рассмотрением динамической траектории реакции в плоскости  $(T - \rho)$ , что позволяет оценить экспериментальные условия, которые могут быть достигнуты в данной реакции.

*Определение размеров области эмиссии методом интерференции тождественных частиц. Интерферометрия.*

Измерение корреляций между тождественными частицами с малым относительным импульсом в задачах адронной и ядерной физики для определения пространственно-временных размеров области эмиссии было впервые предложено в работах Г. И. Копылова и М. И. Подгорецкого [142, 143]. Этот метод явился обобщением метода Ханбури-Брауна — Твисса, использованного в астрономии для определения радиуса звезд по  $\gamma\gamma$ -интерференции [144].

Метод базируется на том, что волновая функция системы из двух тождественных частиц должна обладать определенной симметрией, что приводит к интерференционным явлениям при малых относительных импульсах. В частности, если два пиона рождаются независимо с 4-импульсами  $k_1, k_2$  в пространственно-временных точках  $x_1, x_2$ , то их симметризованную амплитуду можно записать в виде

$$\psi \approx \exp [i(k_1x_1 + k_2x_2)] + \exp [-i(k_1x_2 + k_2x_1)]. \quad (49)$$

Тогда вероятность  $W(k_1, k_2)$  наблюдения двух пионов с импульсами  $k_1, k_2$  выражается как

$$W(k_1, k_2) \sim \int |\psi|^2 \rho(x_1, x_2) d^4x_1 d^4x_2, \quad (50)$$

где  $\rho(x_1, x_2)$  — плотность вероятности обнаружить эти частицы в источнике в точках  $x_1, x_2$ . Для некоррелированных частиц  $\rho(x_1, x_2) = \rho(x_1)\rho(x_2)$ , и соотношение (50) сводится к следующему:

$$W(k_1, k_2) \sim 1 + |\rho(k_1 - k_2)|^2, \quad (51)$$

где  $\rho(k_1 - k_2) \equiv \rho(q)$  — пространственно-временной фурье-образ функции источника. Конкретный вид корреляционной функции зависит от формы источника. Если считать, что пионы испускаются



мгновенно с поверхности однородной сферы радиуса  $R_H$ , то [143]

$$W_H(k_1, k_2) \sim 1 + \left[ \frac{2J_1(q_{\perp} R_H)}{q_{\perp} R_H} \right]^2, \quad (52)$$

где  $J_1(y)$  — модифицированная функция Бесселя. Для гауссова распределения  $\rho(x)$ , если пионы испускаются с разницей во времени  $\tau$ , имеем

$$W_G(k_1, k_2) \sim 1 + \exp \{ - [qR_G + \omega^2 \tau^2] / 2 \}, \quad (53)$$

где

$$q = k_1 - k_2 \quad \text{и} \quad \omega = \sqrt{k_{\perp, 1}^2 + m_{\pi}^2} - \sqrt{k_{\perp, 2}^2 + m_{\pi}^2}.$$

Из формулы (53) видно, что корреляционная функция  $W(k_1, k_2)$  содержит информацию как о пространственном распределении источника, так и о его времени жизни, т. е. интерференционный метод является не только средством изучения геометрических аспектов реакции, но и динамики процесса.

Для правильной оценки геометрических и временных параметров функции распределения источника  $\rho(x)$  необходимо учесть возможные корреляции частиц в объеме источника, что приводит к появлению дополнительного свободного параметра  $\Lambda$  перед интерференционным членом в (52), (53), а также эффекты кулоновского взаимодействия, поглощения медленных пионов окружающей ядерной средой, взаимодействия частиц в конечном состоянии (см. работы [145—147]).

**р р - Интерферометрия.** Особенности близких по импульсу корреляций двух протонов связаны с их фермионной природой. Волновая функция пары протонов содержит синглетную и триплетную части,  $\psi = \psi_1 + \psi_3$  [ср. с формулой (49)], что приводит к эффекту «антикорреляции»: двухпротонная корреляционная функция  $W(k_1, k_2)$  имеет при  $k_1 = k_2$  минимум, а не максимум, как в случае лл-корреляций. При этом большое влияние на форму корреляционной кривой оказывают эффекты взаимодействия протонов в конечном состоянии, обусловленные кулоновскими и ядерными силами [148—150].

**Основные результаты измерений.** На рис. 19 представлена корреляционная функция для пары отрицательных пионов, образовавшихся в столкновении  $Ag + KCl$  при энергии 1,8 ГэВ/нуклон. Из подгонки экспериментальных точек распределением (53) было найдено  $R_G = (3,0 \pm 0,3)$  фм [151]. Это значение примерно соответствует области перекрытия ядер при наиболее вероятном параметре соударения.

Сравнивая результаты различных экспериментов, следует помнить, что извлекаемый параметр  $R$  зависит от выбранной формы функции источника  $\rho(x)$ . Имеющиеся данные по определению области эмиссии методом лл-интерферометрии приведены в табл. 1 вместе

Таблица 1. Радиусы источников эмиссии пионов [152]

Реакция	$E_0$ , ГэВ/нуклон	Радиус, фм, по данным оригинальных работ	$R_{eq}$ , фм
Ag + BaI <sub>2</sub>	1,8	3,05 ± 1,10 [153]	3,74 ± 1,35
Ag + Pb <sub>3</sub> O <sub>4</sub>	1,8	3,30 ± 0,93 [153]	4,04 ± 1,14
Ag + Pb <sub>3</sub> O <sub>4</sub> (центр)	1,8	3,98 ± 0,78 [153]	4,87 ± 0,96
Ag + KCl	2,1	3,12 ± 0,33 [151]	3,82 ± 0,40
Ag + KCl	1,5	4,93 ± 0,44 [154]	6,04 ± 0,54
Ag + KCl (центр)	1,2	3,80 ± 0,55 [155]	4,65 ± 0,61
d + Ta	3,4	2,20 ± 0,50 [156]	2,20 ± 0,50
<sup>4</sup> He + Ta	3,4	2,90 ± 0,40 [156]	2,90 ± 0,40
C + Ta	3,4	3,40 ± 0,30 [156]	3,40 ± 0,30
C + C	3,4	2,75 ± 0,76 [157]	2,75 ± 0,76
C + C (центр)	3,4	3,76 ± 0,88 [157]	3,76 ± 0,88

с радиусом  $R_{eq}$  эквивалентной однородной сферы [152]. Видно, что размер источника заметно больше области сильного адрон-адронного взаимодействия и возрастает при переходе к более тяжелым ионам-снарядам или к меньшим параметрам соударения при фиксированной энергии.

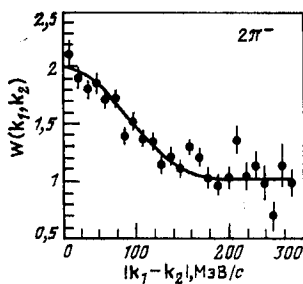


Рис. 19. Корреляционная функция (с учетом кулоновской поправки) двух  $\pi^-$ -мезонов, испущенных в столкновении Ag + KCl при энергии 1,8 ГэВ/нуклон [151]. Подгоночная кривая рассчитана по формуле (53)

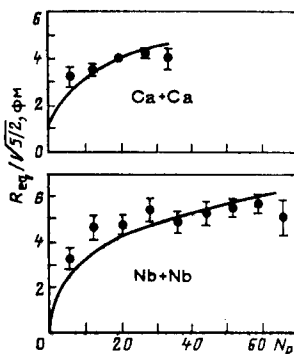


Рис. 20. Зависимость радиуса гауссова источника как функция множественности протонов, извлеченная в эксперименте [159] для двух систем Ca + Ca и Nb + Nb при энергии 400 МэВ/нуклон. Аппроксимирующие кривые рассчитаны по формуле (54)

рованной комбинации сталкивающихся ядер. В работе [156], выполненной при энергии 3,4 ГэВ/нуклон, показано, что излучающая область не зависит от знака заряда регистрируемых тождественных пионов.

Корреляции двух тождественных протонов измерены в [156—158]. Для СС-столкновений при энергии 3,4 ГэВ/нуклон показано,

что для протонов из области фрагментации мишени ( $p < 300 \text{ МэВ/с}$ )  $R_{\text{eq}} \simeq 3 \text{ фм}$  почти вдвое больше радиуса источника для быстрых ( $p > 300 \text{ МэВ/с}$ ) протонов и не изменяется при переходе к центральным событиям [157].

Приведенные выше данные даже в случае «центральных» столкновений усреднены по довольно широкому интервалу параметров удара. В недавней работе [159] интерференционные измерения протонов выполнены при фиксированной множественности  $N_p$  участвовавших во взаимодействии заряженных частиц, в состав которых входят в основном протоны. На рис. 20 показана зависимость параметра пространственного распределения источника  $R_G$  как функция  $N_p$ . Для обеих комбинаций сталкивающихся ядер радиусы распределений монотонно растут с  $N_p$ . Если эти зависимости аппроксимировать функцией вида

$$R_{\text{eq}} = r_0 (N_p A/Z)^{1/3} \sqrt{\frac{5}{2}}, \quad (54)$$

где  $A/Z$  учитывает присутствие нейтронов в источнике, а фактор  $\sqrt{5/2}$  переводит параметр гауссова распределения  $R_G$  в эквивалентный радиус однородной сферы  $R_{\text{eq}}$ , то получаем  $r_0 = 1,9 \text{ фм}$ . Сравнивая это значение со значением  $r_0 = 1,2 \text{ фм}$  для ядер в основном состоянии, находим, что плотность распадающегося источника составляет примерно 25% плотности насыщения  $\rho_0$ .

Этот результат резко отличается от оценки распадной плотности, выполненной тоже методом интерферометрии в работах Нагамии и др. [138, 160], где получено примерно двух- и пятикратное уплотнение соответственно в реакциях  $\text{Ne} + \text{NaF} \rightarrow pp + X$  и  $\text{Ne} + \text{Pb} \rightarrow K+K+ + X$  для данных, усредненных по всем параметрам удара. По-видимому, различие вызвано использованием в [138, 160]  $R_G$  вместо  $R_{\text{eq}}$  при оценке объема взаимодействия, т. е. потерей фактора  $(5/2)^{3/2}$ .

*Коалесценция нуклонов и размеры области взаимодействия.* Другую возможность оценить размеры области взаимодействия барионов представляет обнаруженное экспериментально свойство подобия инклюзивных спектров для фрагментов. Оказалось, что сечение образования фрагмента с массовым числом  $A_F$  может быть представлено как

$$E_{A_F} \frac{d^3\sigma_{A_F}}{dp^3_{A_F}} = C_{A_F} \left[ E_p \frac{d^3\sigma_p}{dp^3_p} \right]^{A_F}, \quad (55)$$

если пренебречь различием протонных и нейтронных спектров, а импульс фрагмента  $p_{A_F} = A_F p_p$ . При этом оказывается, что константа  $C_{A_F}$  не зависит от угла эмиссии фрагмента и энергии бомбардирующего ядра [161].

В рамках модели коалесценции [162] нуклоны, находящиеся в сфере радиуса  $r_0$  в импульсном пространстве, «слипаются» —

коалесцируют, образуя фрагмент. Тогда коэффициент  $C_{A_F}$  может быть выражен через радиус коалесценции  $\rho_0$ :

$$C_{A_F}^{\text{COAL}} = \frac{(N/Z)^{A_F - Z_F}}{Z_F! (A_F - Z_F)!} \left[ \frac{4\pi\rho_0}{3m_N\sigma_R} \right]^{A_F - 1} \quad (56)$$

где  $N$  и  $Z$  — число нейтронов и протонов во всей взаимодействующей системе,  $\sigma_R$  — сечение реакции.

Термодинамическая теория [56, 163], предполагающая установление химического равновесия в системе, также позволяет представить дифференциальное сечение эмиссии составной частицы в форме (55). При этом для коэффициента  $C_{A_F}$  получаем

$$C_{A_F}^{\text{THERM}} = A_F^3 \left( \frac{N}{Z} \right)^{A_F} \exp(E_B/T) \left( \frac{\hbar^3}{V} \right)^{A_F - 1} \quad (57)$$

Таким образом, из сравнения экспериментальных спектров по формуле (55) находится коэффициент  $C_{A_F}$ , который можно сопоставить или радиусу коалесценции,  $C_{A_F} = C_{A_F}^{\text{COAL}}$ , или радиусу равновесной системы,  $C_{A_F} = C_{A_F}^{\text{THERM}}$ . Выполненные работы [161, 162, 164] еще далеки от систематического исследования. Извлеченные этим методом распадные плотности барионов составляют  $\sim (0,4 - 0,6) \rho_0$ , что не противоречит значению размеров области, найденному из опытов по тождественным корреляциям двух протонов. Тем не менее физическое содержание пространственных параметров, извлекаемых этими двумя методами, различается. Если интерференционный метод несет информацию об области, из которой испущены частицы, то в термодинамическом описании фигурирует объем, в котором устанавливается наряду с термодинамическим также и химическое равновесие. В этой связи интересно отметить первые результаты по определению области эмиссии сложных частиц. Интерференционные измерения  $dd$ - и  $tt$ -корреляций дали значение в 1,5—2 раза больше радиуса  $pp$ -корреляций для реакции  $^{16}\text{O} + \text{Au}$  при 25 МэВ/нуклон [165], тогда как радиус коалесценции оказался практически постоянным для всех фрагментов вплоть до  $A_F = 14$ , образованных в реакции  $\text{Ag} + \text{Au}$  при 92 и 135 МэВ/нуклон [166].

*Динамическая траектория в плоскости.* Информация об эволюции системы, показанная выше на рис. 11 и 18, может быть в сжатой форме представлена на фазовой диаграмме ( $T - \rho$ ) в виде динамической траектории, указывающей состояние системы (или ее части) в данный момент времени  $t$  [97]. Пример такой динамической траектории, рассчитанной по каскадной и гидродинамической моделям для центрального столкновения  $\text{Ag} + \text{Ag}$  при 800 МэВ/нуклон, приведен на рис. 24. Для случая каскадной модели показано состояние в ячейке с максимальной барионной плотностью. Гидродинамика представлена расчетами [167] по ударной адиабате и, следовательно, относится к среднему значению по всей материи.

Обращает на себя внимание то, что модели предсказывают противоположное направление движения состояний во времени, хотя конечные (наблюдаемые) состояния системы хорошо совпадают. Необходимо помнить, что гидродинамика предполагает локальное термодинамическое равновесие между всеми частицами, находящимися в данном элементе объема. В каскадной модели гипотеза локального термодинамического равновесия привлекается лишь для того, чтобы перевести рассчитанные энергетические распределения на язык

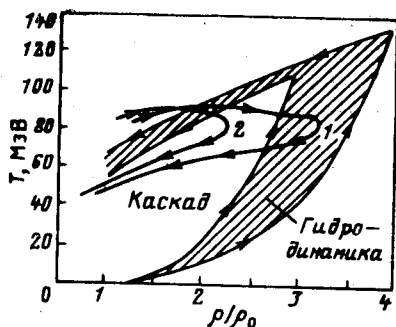


Рис. 21. Динамические траектории на фазовой ( $T - \rho$ ) плоскости для состояния ядерного вещества в центральном столкновении  $\text{Ca} - \text{Ca}$  при энергии 800 МэВ/нуклон:

заштрихованная область соответствует результатам гидродинамических расчетов [167] с учетом неопределенности входных параметров; сплошные кривые рассчитаны по каскадной модели [102] с выбором линейного размера ячейки 1,5 фм (кривая 1) и 3,0 фм (2)

температуры. Приведенные на рисунке каскадные результаты имитируют гидродинамику, предполагая установление термодинамического равновесия между всеми барионами в данном элементе объема. На конечной стадии взаимодействия охватываются практически все нуклоны, и поэтому предсказанные каскадная и гидродинамическая траектории отличаются очень мало.

Динамические траектории позволяют нам получить представление об экстремальных значениях температуры, плотности барионов и плотности энергии, достигаемых в конкретных комбинациях сталкивающихся тяжелых ионов, и на этой основе выбрать наиболее оптимальную реакцию.

Экспериментальное определение  $\rho$  и  $T$  открывает принципиальную возможность проверки поведения в фазовой плоскости динамических траекторий состояния. К сожалению, на сегодня определенные методом интерференции тождественных частиц плотности относятся к области  $\rho \ll \rho_0$ . Продвижение в сторону больших значений  $\rho$  связано с использованием в интерференционных измерениях частиц, слабо взаимодействующих с ядерным веществом ( $K^+$ -мезоны, лептоны, фотоны), а также с выделением компоненты, отвечающей более ранней стадии взаимодействия (отбор больших множественностей и т. д.).

**Проблема энтропии.** Исследование энтропии системы, образованной при столкновении релятивистских тяжелых ионов, может стать методом изучения поведения ядерной материи в состоянии, далеком от основного состояния. В процессе столкновения перво-

начально высоковозбужденная область, характеризующаяся ее температурой и объемом, расширяется и охлаждается, т. е. частицы разлетаются, и их вектор-скорость становится все ближе ориентирован по радиальному направлению. В этом процессе хаотичность движения постепенно уменьшается. На термодинамическом языке это означает, что тепловая энергия преобразуется в коллективную энергию потока частиц [такой процесс мы исследовали ранее (см. разд. 1), когда рассматривали расширение возбужденной капли ядерной жидкости в направлении области сосуществования двух фаз]. Эта конверсия энергии продолжается и тогда, когда столкновения между частицами прекращаются. Измеряемые величины, такие, как состав и энергетический спектр частиц, «замораживаются» в этот момент. Из проведенного рассмотрения ясно, что исследование системы в терминах температуры и объема не является простым, поскольку обе величины быстро меняются со временем.

Сименс и Капуста [168] предложили исследовать вместо температуры и объема (плотности) энтропию системы. Энтропия системы будет оставаться почти постоянной во время стадии расширения и тем самым открывает возможность «взглянуть» на раннюю стадию взаимодействия, когда материя была горячей и сжатой. Каскадные [169, 170] и гидродинамические [114, 171] вычисления подтвердили, что энтропия почти не меняется во время фазы расширения.

Следуя Сименсу и Капусте [168], можно вычислить удельную энтропию через отношение числа дейтронов к протонам,  $R_{dp}$ :

$$S/A = \frac{5}{2} - \ln(R_{dp}/3\sqrt{2}). \quad (58)$$

Последнее соотношение получено рассмотрением идеальной смеси нуклонов, дейтронов, тритонов и т. д. в пределе разреженного газа. Используя инклюзивные сечения образования частиц [138], было извлечено «экспериментальное» значение удельной энтропии  $S/A \simeq 5,5 \pm 0,5$ . Это значение  $S/A$  слишком велико, если попытаться объяснить его в рамках обычного уравнения состояния ядерной материи. Загадочное возрастание энтропии можно было бы объяснить, привлекая идею возбуждения новых степеней свободы [172], но прежде чем сделать это, необходимо детально исследовать применимость простой формулы (58). Например, эффекты влияния среды, учитывающие, что в момент замораживания дейтроны еще подвергаются воздействию окружающей среды [173], и рассмотрение последующего распада возбужденных ядерных фрагментов [167] приводит к меньшим значениям энтропии. Более того, как мы покажем ниже, отличие вычисленных в рамках каскадной модели значений удельной энтропии от приведенных выше оценок достигает двух единиц.

Измерения сечений образования кластеров с помощью 4л-детектора [174, 175] позволили по-новому взглянуть на проблему энтропии. На рис. 22, взятом из работы [175], приведено отношение числа

дейтроноподобных кластеров  $d_{\text{like}} = d + \frac{3}{2}(t + {}^3\text{He}) + 3 {}^4\text{He}$  к числу протоноподобных частиц  $p_{\text{like}} = p + d + t + 2({}^3\text{He} + {}^4\text{He})$  как функция множественности протонов  $N_p$  для двух систем. Экспериментальные данные показывают, что сечения образования  $d$ ,  $t$ ,  ${}^3\text{He}$ ,  ${}^4\text{He}$  монотонно возрастают с увеличением множественности заряженных барионов (или суммарного заряда испущенных барионов), а затем выходят на постоянное значение при больших значениях множественности. Таким образом, из этих экспериментальных

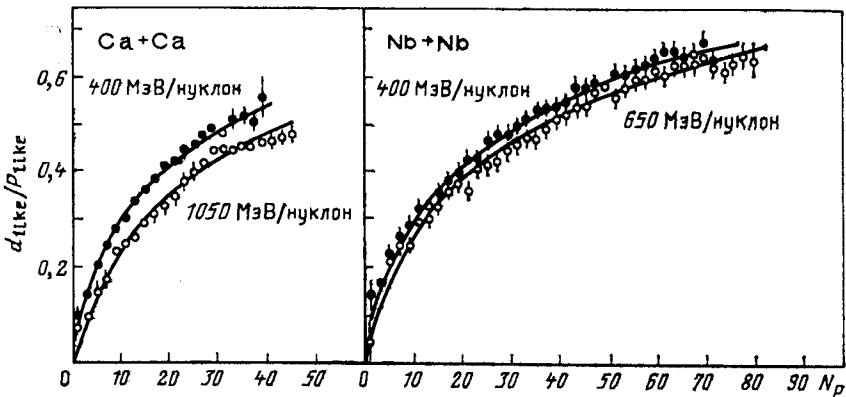


Рис. 22. Отношение дейтронов к протонам как функция числа неиспарительных протонов для двух сталкивающихся систем Ca + Ca и Nb + Nb при различных энергиях [175]. Кривые — результаты подгонки данных по формуле Сато — Язаки [176]

данных следует, что существует сильная корреляция между параметром удара и выходом кластеров. С позиций этих новых данных стало очевидным, что предполагаемые химическое равновесие термодинамические модели [177, 178] и первоначальная версия модели коалесценции [162], которые предсказывают не зависящий от размера источника выход кластеров, могут быть применены только для событий с большой множественностью (малые параметры соударения), когда может быть асимптотически достигнут предел бесконечной ядерной материи.

Каскадная модель позволяет отдельно рассчитать отношение  $R_{dp}$  и удельную энтропию и тем самым представляет нам достаточно хороший способ исследовать связь между энтропией и образованием кластеров, как предполагается формулой (58).

В недавних работах [169, 170] энтропия была рассчитана в приближении независимых частиц введением вероятности заселения одночастичного состояния и некоторого объема в фазовом простран-

стве. В приближении ферми-газа имеем

$$S = - \int d\gamma [f \ln f + (1 - f) \ln (1 - f)], \quad (59)$$

где  $d\gamma$  — элемент объема фазового пространства, содержащий обычный фактор вырождения по спину и изоспину, а функция распределения  $f$  нормирована на число частиц  $A$  в системе. В классическом пределе  $\langle f \rangle \ll 1$ , и мы приходим к выражению

$$S/A = 5/2 - \ln [2^{3/2} \langle f \rangle], \quad (60)$$

из сравнения которого с формулой (58) Сименса — Капусты [168] получаем

$$R_{dp} = 12 \langle f \rangle. \quad (61)$$

Здесь  $R_{dp}$  есть отношение дейтроноподобных фрагментов к протоноподобным частицам. Мы покажем ниже, что соотношение (61) выполняется только для бесконечно большой подсистемы. Это указывает на то, что удельная энтропия должна возрастать при переходе к более периферическим столкновениям, поскольку, как видно из рис. 22, отношение  $R_{dp}$  стремится к нулю для малых значений  $N_p$ . Действительно, такая тенденция была обнаружена в [170, 179]. В [170] эволюция функции распределения  $f$  в фазовом пространстве была рассчитана в предположении, что в каждом элементе объема, на которые разбивается система, устанавливается локальное термодинамическое равновесие. Такая процедура позволяет отделить трансляционное от хаотического движения, характеризуемого зависящим от времени температурным полем (см. рис. 14). Энтропия вычисляется заменой интегрирования в (59) суммированием по конечным элементам. Оказалось, что конечное значение энтропии не очень чувствительно к выбору размера ячейки разбиения. По сравнению с результатами [169], где использовалось прямое разбиение на ячейки шестимерного фазового пространства, метод работы [170] дает несколько меньшие значения энтропии.

На рис. 23 (из работы [170]) представлена временная эволюция энтропии, средней температуры и плотности для реакции  $Ag + Ag$  при 800 МэВ/нуклон. Как и ожидалось, энтропия остается почти постоянной, в то время как температура и плотность быстро падают. Следует отметить, что энтропия практически не меняется после того, как достигнут максимум плотности перекрытия. Такая тенденция наблюдалась и для более тяжелых систем ( $Nb + Nb$ ), а также для нецентральных соударений.

На рис. 24 дана зависимость удельной энтропии от параметра соударения для реакции  $Ca + Ca$  при 0,4 и 1,05 ГэВ/нуклон. Четко наблюдается (см. также [179]) увеличение  $S/A$  с параметром удара (уменьшением множественности). Это означает, что вдоль кривой  $R_{dp}$ , показанной на рис. 22, энтропия не остается постоянной в противоположность предположению работы [175], в которой значения



$R_{др}$  фиксировались при постоянных значениях плотности распада и температуры, извлеченной из протонных спектров. Ниже мы еще вернемся к этой проблеме.

На рис. 25 представлена энтропия  $S/A$  как функция энергии первичного пучка для центральных столкновений. Каскадные ре-

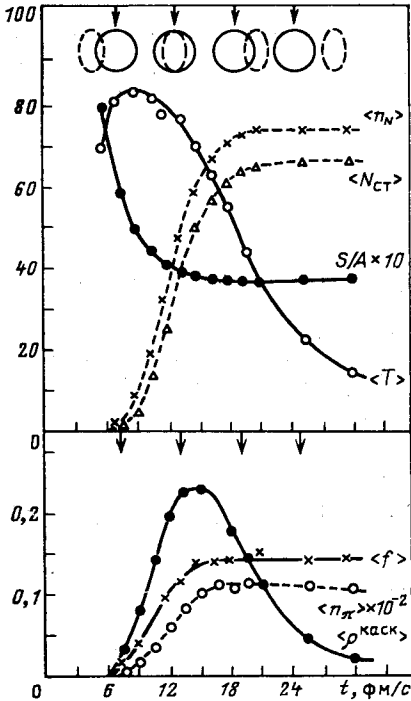


Рис. 23. Рассчитанная по каскадной модели [93, 103] эволюция различных характеристик для центральных столкновений  $Ag + Ag$  (800 МэВ/нуклон). В верхней части рисунка схематично показано взаимное расположение ядер в момент времени, указанный стрелкой

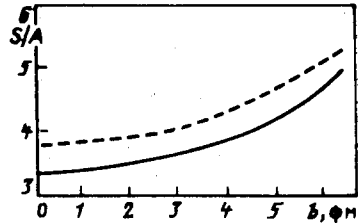


Рис. 24. Зависимость рассчитанной по каскадной модели [93, 103] удельной энтропии от параметра удара для реакции  $Ca + Ca$ :

сплошная линия —  $E_0 = 400$  МэВ/нуклон; пунктир —  $E_0 = 1050$  МэВ/нуклон

зультаты сравниваются со значениями, полученными в [175] с помощью методов Штокера [15] и Капусты [18]. При низких энергиях каскадная модель не позволяет отдать предпочтение какому-то одному из методов, но при высоких энергиях предсказания каскадной модели, по-видимому, следуют за предсказаниями модели Капусты. Несмотря на то что предсказания моделей не совпадают полностью, видно, что они предсказывают значения энтропии меньше тех, которые извлекаются применением простой формулы (58) Сименса — Капусты к инклюзивным измерениям отношения  $R_{др}$ .

Сравнивая значения  $R_{др}$ , полученные для центральных столкновений  $Ca + Ca$  при 0,4 и 1,05 ГэВ/нуклон, со средними числами заполнения  $\langle f \rangle$ , рассчитанными через значение энтропии, показанное на рис. 24, видно, что  $R_{др}$  примерно на фактор 2 меньше того, что следует из соотношения (61). Несостоятельность соотношения (61)

может быть приписана исключительно тому, что эффекты конечного размера не рассматривались при выводе формулы (58). Действительно, отношение квазидейтронов к протоноподобным частицам дается общим выражением

$$R_{dp} = \frac{3}{2} \int \frac{d^3R d^3P}{(2\pi\hbar)^3} d^3r d^3p f^{(2)}(\mathbf{r}, \mathbf{p}, \mathbf{R}, \mathbf{P}) g_D(\sigma, \mathbf{p}), \quad (62)$$

где  $f^{(2)}$  — двухчастичная функция распределения и  $g_D$  — преобразование Вигнера для плотности дейтрона. Фактор  $3/2$  происходит от спин-изоспинового вырождения, а интегрирование должно быть

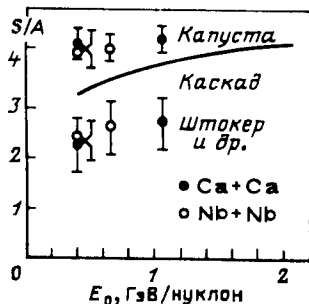


Рис. 25. Зависимость удельной энтропии от кинетической энергии бомбардирующего иона для центральных столкновений  $\text{Ag} + \text{Ag}$ . «Экспериментальные точки», взятые из [175], получены с использованием модели Капусты [18] и Штокера и др. [15] (см. текст)

выполнено по относительной координате и координате центра масс. В модели независимых частиц имеем  $f^{(2)} \approx f(\mathbf{r}_1, \mathbf{p}_1) f(\mathbf{r}_2, \mathbf{p}_2)$ . Аппроксимируя волновую функцию дейтрона гауссовой формой

$$g_D(\mathbf{r}, \mathbf{p}) = \frac{1}{\pi^3} \exp\left(-\frac{r^2}{r_d^2} - \frac{p^2}{4} r_d^2\right), \quad (63)$$

интегрирование в (62) может быть выполнено аналитически

$$R_{dp} = \frac{12 \langle f \rangle}{\left(1 + \frac{r_d^2}{2R_p^2}\right)^{3/2} \left(1 + \frac{\hbar^2}{m_N T r_d^2}\right)^{3/2}}, \quad (64)$$

где

$$\langle f \rangle = \frac{A_{\text{cas}} \Lambda^3}{4 (4R_p^2 \pi)^{3/2}} = \frac{\langle \rho \rangle \Lambda^3}{4 \cdot 2^{3/2}}. \quad (65)$$

Величина  $A_{\text{cas}}$  есть число частиц, испытавших хотя бы одно столкновение, а  $R_p$  — радиус излучающего источника, пространственное распределение нуклонов которого аппроксимируется гауссовой кривой. Подстановка (65) в (64) приводит соотношение для  $R_{dp}$  к виду, полученному Сато и Язаки [176] и использованному в работах [174, 175] для подгонки данных с помощью двух параметров  $r_d$  и  $r_0$ , где сделано предположение, что  $R_p = r_0 (2N_p)^{1/3}$ . Результаты подгонки показаны сплошными линиями на рис. 22. Такая процедура подгонки основывается на концепции постоянной плот-

ности распада, которая, по-видимому, совершенно нереалистична при рассмотрении нецентральных столкновений. В каскадной модели  $R_p(N_p)$  есть вычисляемая величина, и, следовательно, данные не могут быть фитированными, а необходимо посмотреть, что вытекает из формулы (64) для значений  $R_{др}$ . Кроме того, температура  $T$  и радиус источника  $R_p$  тоже не являются независимыми, а эффективный радиус дейтрона  $r_d$ , по-видимому, еще испытывает сильное влияние окружающей среды [180]. Несомненно, что эффекты конечного размера, учитываемые формулой (64), уменьшают значение  $12 \langle f \rangle$ ,

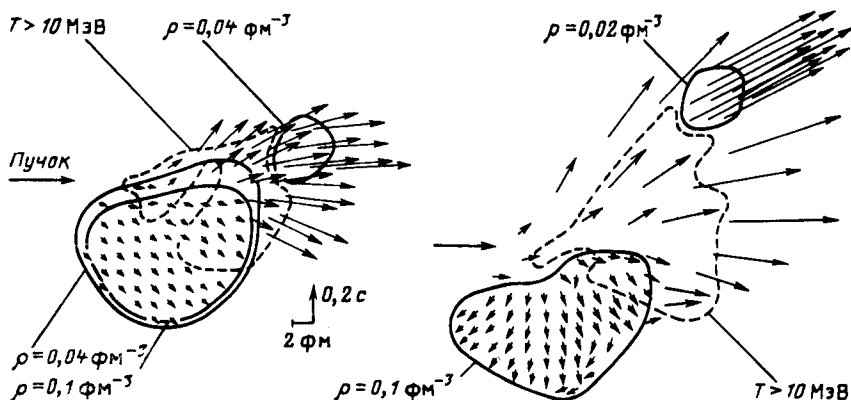


Рис. 26. Поле скоростей вблизи момента распада системы, образованной при периферическом ( $b = 6$  фм) столкновении  $\text{Ne} + \text{U}$  (400 МэВ/нуклон). На рисунке показаны также уровни равной плотности и температуры. Вычисления выполнены в рамках гидродинамической [15] и каскадной [103] моделей

полученное для бесконечной материи, сближая его с экспериментальными значениями. Однако необходимо еще проделать работу по установлению действительной связи между отношением  $R_{др}$  и удельной энтропией как для центральных, так и для периферических столкновений. Несмотря на отсутствие окончательных результатов такой работы, загадочность проблемы энтропии, по-видимому, существенно уменьшилась, по крайней мере, в области энергии между 0,4 и 2 ГэВ/нуклон.

**Эффекты сжатия.** Принципиальный интерес представляет вопрос, может ли быть проверен экспериментально эффект сжатия, предсказываемый уравнением состояния и гидродинамическими расчетами.

На рис. 26 представлены диаграммы поля скоростей для возбужденного адронного газа на стадии разлета, рассчитанные по каскадной и гидродинамической моделям. Видно, что в случае нецентральных взаимодействий при гидродинамическом описании ожидается появление «струи», потока частиц, вылетающих под нену-

левым углом. Этот эффект обусловлен давлением  $P_c$ , возникающим за счет сжатия ядерной материи [см. соотношения (10) и (11)].

Нельзя сказать, что первые попытки проверки этих предсказаний путем поиска ядерных ударных волн оказались убедительными [93].

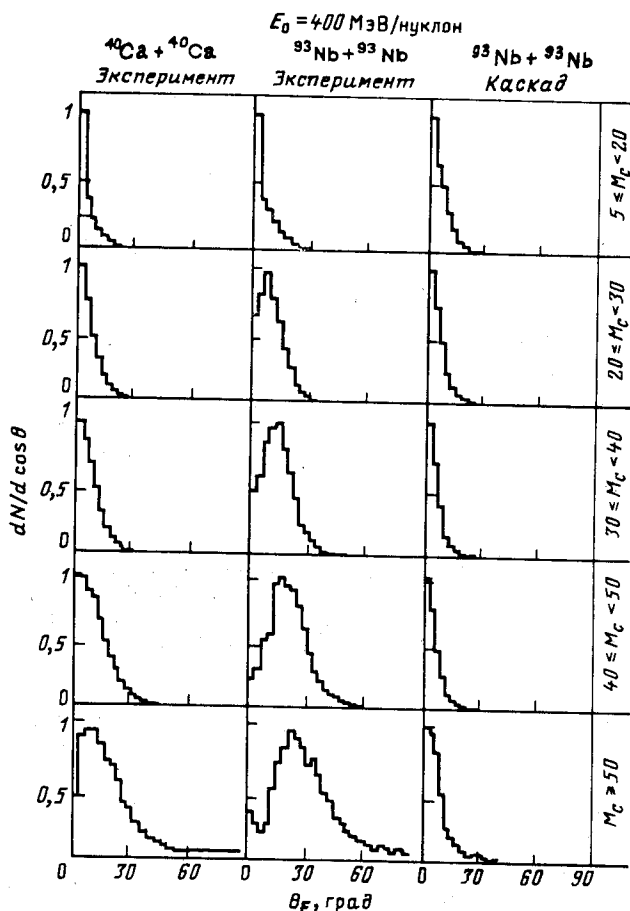


Рис. 27. Распределение по углу потока для различных интервалов множественности вторичных частиц  $M_c$ . Экспериментальные значения взяты из [184], расчеты по каскадной модели Ярива — Френкеля [96]. В случае реакции  $\text{Ca} + \text{Ca}$  множественности равны половине указанных значений  $M_c$ .

Недавно было предложено оценивать энергию сжатия по энергетической зависимости выхода пионов из ядерных столкновений [181]. Другим сигналом эффекта сжатия явилось бы прямое обнаружение потока ядерной материи, что сейчас привлекает большое внимание как теоретиков, так и экспериментаторов.

Потоки энергии. Для каждого индивидуального события в системе центра массы определяется тензор потока энергии \*

$$F_{ij} = \sum_k p_i^{(k)} p_j^{(k)} / 2m,$$

который затем диагонализуется. Угол  $\theta_F$  между главной осью эллипсоида  $F_{ij}$  и направлением первичного пучка называется углом потока. На рис. 27 показано распределение  $dN/d \cos \theta_F$  для различных значений множественности заряженных частиц из реакций  $\text{Ca} + \text{Ca}$  и  $\text{Nb} + \text{Nb}$  при энергии 400 МэВ/нуклон (см. работы [184, 185]). Примечательно, что для системы  $\text{Ca} + \text{Ca}$  угол потока близок к нулю, тогда как для реакции  $\text{Nb} + \text{Nb}$  значение  $\theta_F$  отлично от нуля и возрастает с увеличением множественности частиц. Зависимость угла потока от массового числа видна из сравнения результатов для  $\text{Nb} + \text{Nb}$  и  $\text{Au} + \text{Au}$ , представленных на рис. 27 и 28. Четко наблюдается возрастание среднего угла потока при переходе к столкновению более тяжелых ионов. На этих же рисунках можно проследить и энергетическую зависимость угла потока:  $\theta_F$  становится меньше с увеличением энергии первичного пучка.

Модели, которые в какой-либо форме учитывают энергию сжатия, должны отражать эффект конечного угла потока и воспроизводить отмеченные выше экспериментальные тенденции. Недавно для системы  $\text{Nb} + \text{Nb}$  были выполнены гидродинамические расчеты [126], которые теоретически подтвердили наличие конечного угла потока. Метод ядерно-молекулярной динамики [87] (см. обсуждение теоретических подходов в разд. 2) также предсказывает струи ядерной материи. Этот результат был перепроверен в недавних работах [90, 186—188]. В этом классе моделей эффект энергии сжатия обусловлен явным учетом нуклон-нуклонных сил. Следует отметить подход, основанный на уравнении Власова — Улинга — Уленбека, который одновременно описывает два сигнала эффекта сжатия: струйную картину взаимодействия и энергетическую зависимость выхода пионов. Этот успех служит веским доказательством для жесткого ( $K \approx 380$  МэВ) уравнения состояния ядерной материи (см. [127]). Качественно экспериментальные тенденции воспроизводятся и в модели, основанной на уравнении Больцмана — Энского [129]). Из представленных на рис. 27 результатов вычисления по каскадной модели Ярива — Френкеля [96] видно, что использованный вариант модели не может объяснить экспериментальные данные, поскольку он предсказывает пик под углом  $\theta_F = 0^\circ$  вне зависимости от множественности частиц. Столь резкое расхождение можно интерпретировать как еще одно доказательство в пользу существования потока или струи ядерной материи. Однако реальная ситуация относительно возможности каскадной модели воспроизвести струй-

\* В [182] предложен метод анализа потоков в плоскости поперечного импульса, который по оценке [183] более эффективно выделяет динамические корреляции на фоне больших статистических флуктуаций.

ную картину взаимодействия ядер противоречива, поскольку отличный от нуля угол потока был получен и в вычислениях по стандартной каскадной модели [103, 179, 189, 190]. Для более детального

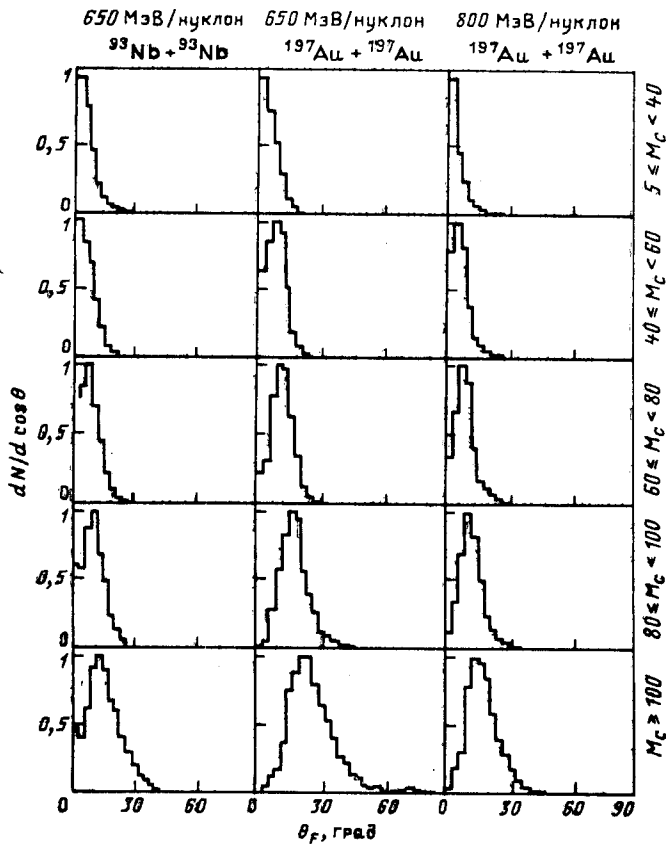


Рис. 28. Распределение по углу потока для реакций Nb + Nb при  $E_0 = 650$  МэВ/нуклон и Au + Au при  $E_0 = 650$  и 800 МэВ/нуклон [185]. Для случая Nb + Nb множественности соответствуют половине указанных значений  $M_C$

анализа возможностей генерировать струи адронов в рамках каскадного подхода см. работу [179].

Функция возбуждения пионов. Отправной точкой для попытки оценить форму функционала плотности энергии  $E(\rho, T)$  послужило обнаружение существенного расхождения между измеренной и рассчитанной по каскадной модели множественностью  $\pi^-$ -мезонов, образованных в центральных столкновениях Ag + KCl в области энергии  $E_0 \approx 0,35 \div 1,8$  ГэВ/нуклон [181]. Если предположить, что это расхождение целиком обусловлено эффектом

сжатия, не учтенным в стандартной каскадной модели, то из разности значений функций возбуждения пионов можно определить энергию сжатия и затем сопоставить ее с плотностью нуклонов, рассчитанной в рамках каскадной модели. Результаты такого анализа показаны на рис. 29. Параболическая аппроксимация полученной зависимости энергии сжатия от плотности дает значение коэффициента сжимаемости, заметно больше ожидаемого значения  $K \approx 200$  МэВ (см. разд. 1).

Модель, основанная на уравнении Власова — Улинга — Уленбека, воспроизводит выход  $\pi^-$ -мезонов, но при значении коэффициента сжимаемости  $K = 380$  МэВ. Положение здесь остается сейчас

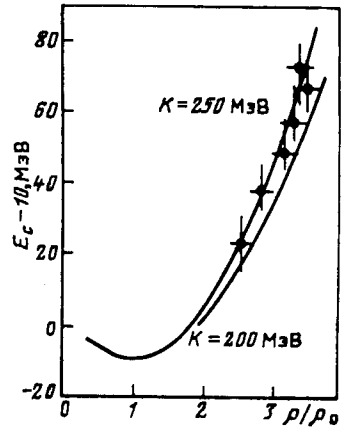


Рис. 29. Уравнение состояния, извлеченное из наблюдаемого различия между экспериментально измеренной и рассчитанной по каскадной модели функции возбуждения для  $\pi^-$ -мезонов, рожденных в центральных  $\text{Ag} + \text{KCl}$ -взаимодействиях [181]. Кривые отвечают уравнению (14) с указанными значениями коэффициента сжимаемости

неясным. Недавние расчеты по каскадной модели [190] хорошо воспроизводят функцию возбуждения пионов. В то же время имеются замечания по методике извлечения энергии сжатия, но более последовательный анализ приводит к совершенно нереалистическому значению коэффициента сжимаемости  $K \approx 800$  МэВ [191].

**Странные частицы и адронный газ.** Интерес к странным частицам вызван тем, что, как полагают, они могут дать нам информацию о механизме реакции высокоэнергетического взаимодействия и служить сигналом о возможном развитии кварк-глюонной фазы при релятивистских энергиях столкновения  $E_0 \gtrsim 10$  ГэВ/нуклон. Поскольку сечение рассеяния, например,  $K^+$ -мезона на нуклоне примерно в 4 раза меньше сечения  $NN$ -рассеяния и почти в 10 раз — сечения  $\pi N$ -взаимодействия, рассеяние рожденного  $K^+$ -мезона окружающими нуклонами будет не очень велико. Таким образом, образовавшийся положительный каон может рассматриваться как вестник о той стадии взаимодействия, когда ядерная материя находилась в сильно нагретом и сжатом состоянии. Что касается образования кварк-глюонной плазмы в ходе реакции с релятивистскими тяжелыми ионами, то очень важно иметь надежные экспериментальные

данные по рождению странных частиц в области энергии до нескольких гигаэлектрон-вольт на нуклон и знать предсказательную силу теоретических методов, примененных к фазе адронного газа. Важность этого обстоятельства обусловлена тем, что в качестве одного из признаков фазового перехода адронов в кварки теория [192, 193] предсказывает резкое усиление выхода странных частиц из кварк-глюонной плазмы.

Чтобы понять механизм образования странных частиц, а также антибарионов и легчайших гиперфрагментов, мы используем две модели, противоположные по исходным предпосылкам, а затем, убедившись в их применимости, сделаем определенные предсказания для будущих экспериментов. Модели, которые мы будем использовать, это модель ядерного фэйрстрика и каскадная модель. Модель ядерного фэйрстрика основана на концепции термодинамического равновесия и отвечает предельно коллективному механизму взаимодействия, тогда как модель внутриядерного каскада соответствует механизму двухчастичного взаимодействия. Мы анализируем результаты, полученные с ускорителей в Дубне и Беркли. Это позволит оценить достоверность предсказаний для других комбинаций ядер в области энергий вплоть до 10—15 ГэВ/нуклон.

*Особенности теоретического описания странных частиц.* Модель фэйрстрика. Инклюзивный спектр частиц сорта  $i$  в модели фэйрстрика может быть записан следующим образом [194, 197]:

$$\frac{d^3\sigma}{dp^3} = \int d\eta \frac{d\sigma}{d\eta} L_{p^* \rightarrow p} f_i(p, \eta), \quad (66)$$

где функция распределения по «стрикам» однозначно определяется ядерной плотностью  $\rho$  и «геометрией» процесса столкновения. Фактор  $L_{p^* \rightarrow p}$  отвечает лоренцеву преобразованию частиц из собственной системы координат в лабораторную систему. Вся система рассматривается как смесь невзаимодействующего газа адронов, и одночастичная функция распределения для частиц сорта  $i$  есть [ср. с (35)]

$$f_i(p^*, \eta) = \frac{V \mathcal{Z}_{\text{int}}}{(2\pi)^3} \left[ \exp \frac{\sqrt{p^{*2} + m_i^2} - \mu_i}{T} \pm 1 \right]^{-1}. \quad (67)$$

Здесь  $\mathcal{Z}_{\text{int}} = g \exp(E_B/T)$  — внутренняя часть статистической суммы. Из законов сохранения барионного числа, заряда, энергии и странности находятся химические потенциалы  $\mu_i \equiv \mu_i(\eta)$  для всех частиц и локальная температура  $T = T(\eta)$ , если предположить установление локального химического равновесия. Единственным свободным параметром остается объем взаимодействия  $V$ , приходящийся на один нуклон, который фиксируется введением плотности распада стрика  $\rho_c = 0,12 \text{ фм}^{-3}$  [194, 196, 197].

Поскольку странность сохраняется, необходимо учесть, что рождение частицы с определенной странностью  $s$  всегда сопрово-



ждается рождением частицы противоположной странности  $\tilde{s}$ ,  $s + \tilde{s} = 0$ . То же самое справедливо для других процессов типа рождения антинуклонов, частиц с «ароматом» и т. п. Этот ассоциативный характер процесса рождения является существенно новым элементом (см. [194, 197]), который должен быть включен в термодинамическое описание, что реализуется заменой одночастичной функции распределения (67) условной функцией распределения:

$$\tilde{f}_s(\mathbf{p}^*, \eta) = f_s(\mathbf{p}^*, \eta) \sum_k \delta(s + \tilde{s}_k) \int d^3 p' d^3 r K(\mathbf{r}, \mathbf{r}') f_{\tilde{s}_k}(\mathbf{p}', \mathbf{r}'), \quad (68)$$

где просуммированы все  $k$ -е каналы, дающие вклад в рождение странной частицы сорта  $s$ .

Корреляционная функция  $K(\mathbf{r}, \mathbf{r}')$  характеризует размеры источника, который испускает странные частицы. Для высокоэнергетических адрон-адронных столкновений корреляционная функция оказалась локальной,  $K(\mathbf{r}, \mathbf{r}') \sim \delta(\mathbf{r} - \mathbf{r}')$ , что было показано Хагедорном и Ранфтом в рамках статистической теории [198]. В модели фэйрстрика имеем  $K(\mathbf{r}, \mathbf{r}') \rightarrow \delta(\eta - \eta')$ , и формула (68) сводится к соотношению

$$\tilde{f}_s(\mathbf{p}^*, \eta) = f_s(\mathbf{p}^*, \eta) V \sum_k \delta(s + \tilde{s}_k) v_{\tilde{s}_k}, \quad (69)$$

где плотность частиц  $v_i$  сорта  $i$  дается как

$$v_i(\eta) = \frac{1}{V} \int d^3 p f_i(\mathbf{p}, \eta). \quad (70)$$

Из сравнения формул (69) и (67) видно, что учет ассоциативного характера процесса рождения странных частиц приводит к подавляющему фактору  $V \sum_k \delta(s + \tilde{s}_k) v_{\tilde{s}_k}$ . В зависимости от массы частицы подавление может достигать величины примерно 20—40, что значительно улучшает согласие термодинамических моделей с опытом [194, 197]. Следует отметить, что  $\tilde{f}_s$  сводится к  $f_s$  в пределе большого объема или большого числа рожденных частиц.

Модель внутриядерного каскада. Распространение каскадной модели (см. выше) на образование странных частиц производится включением процессов рождения странных частиц на уровне взаимодействия адронов с нуклонами [199]. При моделировании столкновений элементарных частиц автоматически учитывается закон сохранения странности и тем самым ассоциативная природа процесса рождения. Однако непосредственное использование монтекарловского алгоритма не является эффективным из-за малости сечения образования странных частиц, поэтому для повышения эффективности счета разрабатываются специальные методы [199—201]. Необходимо отметить, что расширение каскадной модели на процес-

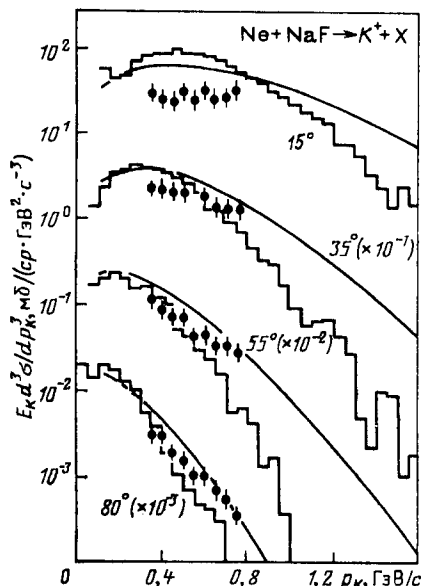


Рис. 30. Инвариантный спектр  $K^+$ -мезонов из реакции  $Ne + NaF$  (2,1 ГэВ/нуклон). Экспериментальные точки ваяты из [202]:

гистограмма соответствует результатам расчета по каскадной модели [199]; кривые — вычисления по модели фэйрстрика [196, 197]

сы рождения странных частиц не требует введения каких-либо новых параметров. Но экспериментальные сечения для элементарного акта известны с наибольшей степенью неопределенности, поэтому вычисления сечений рождения странных частиц не могут претендовать на точность лучше, чем 15%. Вблизи порогов рождения или для редких каналов (например, для образования отрицательных каонов) точность может быть еще хуже.

*Сравнение с экспериментальными данными. Область энергий*

*ускорителя в Беркли.* На рис. 30 показан спектр  $K^+$ -мезонов из реакции  $Ne + NaF$  при энергии 2,1 ГэВ/нуклон. Обе теоретические модели качественно воспроизводят экспериментальные результаты работы [202]. Модель фэйрстрика переоценивает экспериментальные значения на фактор 2—3, но не в 30—40 раз, как в статистической модели [203]. пренебрегающей ассоциативной природой рождения странных частиц. Модель внутриядерного каскада [199], согласуясь с результатами других каскадных расчетов [200, 201, 204, 205], предсказывает более мягкий спектр, чем модель фэйрстрика, являющаяся моделью коллективного типа. Это различие становится более существенным в области  $p \gtrsim 1$  ГэВ/с, где сейчас отсутствуют экспериментальные данные.

Спектр  $K^-$ -мезонов был измерен в [206] под углом  $\theta_{\text{лаб}} = 0^\circ$  в реакции  $Si + Si$  при  $E_0 = 2,1$  ГэВ/нуклон. Как видно из рис. 31, форма спектра хорошо воспроизводится каскадной моделью, в которой учтены также последующие взаимодействия рожденных  $K^-$ -мезонов. Однако рассчитанное абсолютное сечение почти в 4 раза ниже экспериментального значения. Следует отметить, что порог реакции составляет около 2,5 ГэВ для канала  $NN \rightarrow NNK^+K^-$ , т. е. образование  $K^-$ -мезонов в этой реакции является существенно подпороговым процессом. В силу резкой энергетической зависимости сечения рождения отрицательных каонов значительный вклад могут дать взаимодействия с коррелированной парой нуклонов. Вводя эффективный энергетический спектр двухнуклонной корреляции как

свертку фермиевских распределений для участвующих нуклонов, относительная эффективность рождения  $K^-$ -мезона на нуклоне  $W_N$  и на корреляционной двухнуклонной паре  $W_{FL}$  для данной реакции может быть оценена как

$$\int_{S_{\text{пор}}} W_N(S) \sigma_{NN}(S) dS / \int_{S_{\text{пор}}} W_{FL}(S) \sigma_{FL}(S) dS \simeq \frac{1}{30},$$

где  $S$  — доступная энергия системы. Таким образом, в рассматриваемой энергетической области взаимодействия с коррелированными

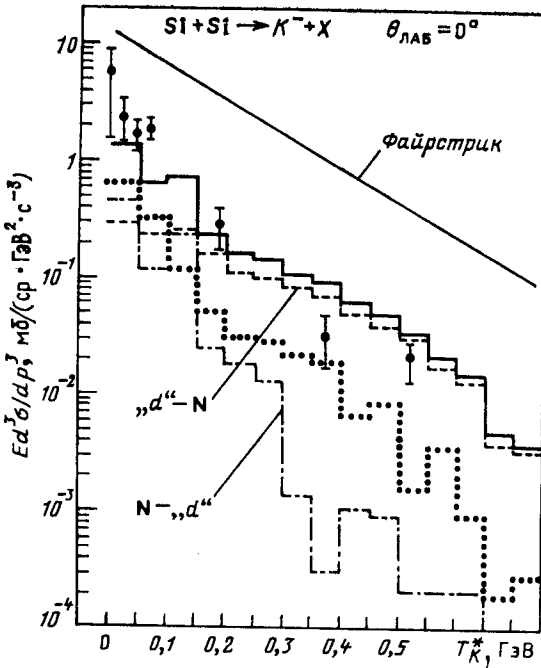


Рис. 31. Инвариантный спектр (в с. ц. м.) отрицательных каонов, испущенных под углом  $\theta_{\text{лаб}} = 0^\circ$  в столкновении Si + Si (2,1 ГэВ/нуклон):

экспериментальные точки взяты из работы [206]; толстой сплошной и точечной гистограммами показаны результаты каскадных расчетов [199] соответственно с учетом и без учета 2% примеси «флуктонов»; отдельно показаны вклады от взаимодействий с флуктонами в ядре-снаряде и мишени; тонкой линией нанесены предсказания модели файрстрика

парами нуклонов, называемых флуктонами, оказываются чрезвычайно важными. Эти взаимодействия были учтены в каскадном подходе в предположении, что дифференциальные распределения для нуклон-нуклонных и нуклон-флуктонных взаимодействий совпадают при одинаковой доступной энергии в системе ц. м. сталкивающихся частиц. На рис. 31 показаны относительные вклады от взаимодей-

ствий с флуконами ядра-снаряда и ядра-мишени. Очевидно, что первые дают основной вклад в спектр  $K^-$ -мезонов под углом  $\theta_{\text{лаб}} = 0^\circ$ . Для реакции  $\text{Ne} + \text{NaF} \rightarrow K^+ + X$  при  $E_0 = 2,1$  ГэВ/нуклон 2%-ная примесь флуконов, практически не меняя формы рас-

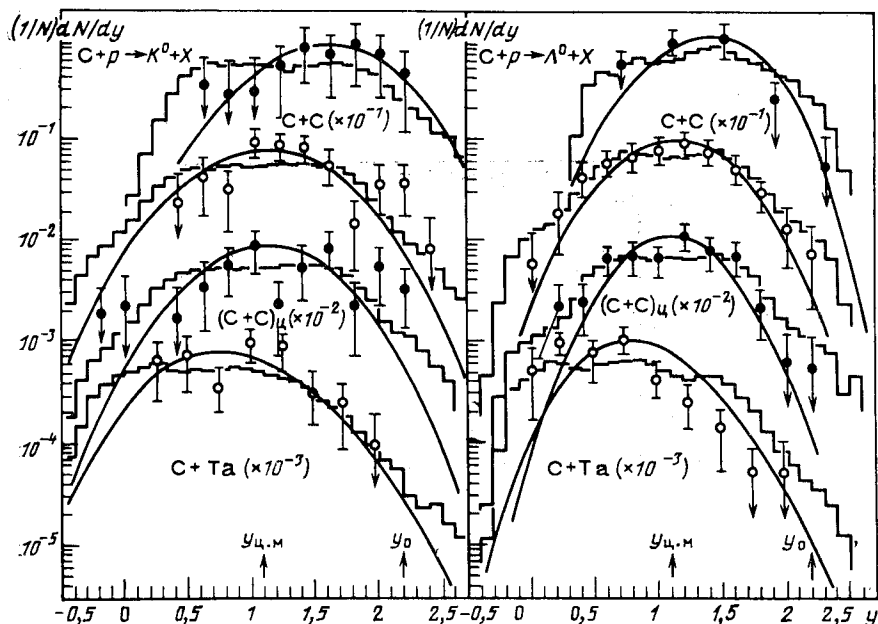


Рис. 32. Быстротные распределения  $K^0$ - и  $\Lambda^0$ -частиц, образованных в столкновении ионов углерода с энергией 3,4 ГэВ/нуклон с ядрами водорода, углерода (все события и центральные взаимодействия) и тантала:

экспериментальные точки взяты из работ [208, 209]; гистограммы и кривые — теоретические предсказания, выполненные в рамках каскадной модели [199] и модели ядерного фэйр-стрика [196, 197]

считанного спектра, лишь несколько увеличивает выход  $K^+$ -мезонов в области  $p > 1$  ГэВ/c.

Предсказания модели фэйрстрика для спектра  $K^-$ -мезонов превышают экспериментальные значения в 5—6 раз. Это превышение неудивительно, поскольку в модели пренебрегается эффектом прозрачности ядерной материи и вся энергия относительного движения ядерных стриков преобразуется в тепловую энергию. Предположение о полной термализации может быть неоправданно, и это приводит к слишком большому выходу рожденных частиц. Такая тенденция наблюдается не только для выхода странных частиц, но и для пионов (см. [195—197]). Таким образом, более надежные предсказания в рамках модели фэйрстрика могут быть сделаны для относительных выходов рожденных частиц. В частности, для отношения

выхода  $\Lambda^0$ -гиперонов к  $\pi^-$ -мезонам в центральных столкновениях  $\text{Ar} + \text{KCl}$  при 1,8 ГэВ/нуклон модель предсказывает  $\Lambda^0/\pi^- = 9 \cdot 10^{-3}$  (включая вклад от распада  $\Sigma \rightarrow \Lambda^0$ ), что близко к экспериментальному значению  $7 \cdot 10^{-3}$  из [207].

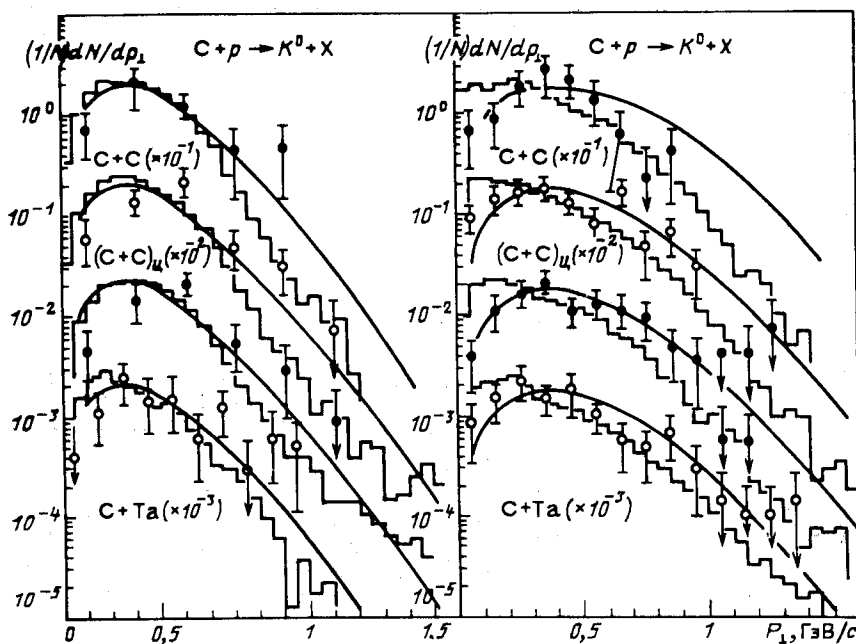


Рис. 33. Распределения по поперечному импульсу рожденных  $K^0$ -мезонов и  $\Lambda^0$ -гиперонов. Обозначения те же, что и на рис. 32

Область энергии дубненского синхротрона. Измерения нейтральных странных частиц были выполнены с помощью пропановой [208, 209] и стримерной [210] камер. Рис. 32 и 33 показывают распределения по скорости и поперечному импульсу для  $K^0$ -мезонов и  $\Lambda^0$ -гиперонов из реакций, инициированных ядром углерода с энергией 3,4 ГэВ/нуклон (см. [208, 209]). Обе модели качественно правильно воспроизводят изменение быстрого спектра в зависимости от массы ядра-мишени, но каскадная модель дает более широкое распределение, которое ближе к экспериментальным точкам. В случае тяжелой мишени каскадная модель предсказывает появление структуры в быстротном спектре за счет вторичных взаимодействий в мишени. Интересно отметить, что доля  $\Lambda^0$ - и  $K^0$ -частиц, рожденных через пионный канал, составляет в случае столкновения  $\text{C} + \text{Ta}$  соответственно 25 и 40%.

Что касается распределений по поперечному импульсу, то здесь лучшее согласие наблюдается с моделью фэйрстрика, что, возможно, указывает на необходимость учета взаимодействий с флуктонами

в рамках каскадной модели. Однако для окончательных выводов о величине примеси флуктонов необходимо существенно улучшить точность измерений в области больших переданных импульсов,  $p_{\perp} > 1$  ГэВ/с.

На рис. 34 показано отношение средних множественностей  $K^0$ - и  $\Lambda^0$ -частиц к выходу  $\pi^-$ -мезонов в центральных столкновениях ионов

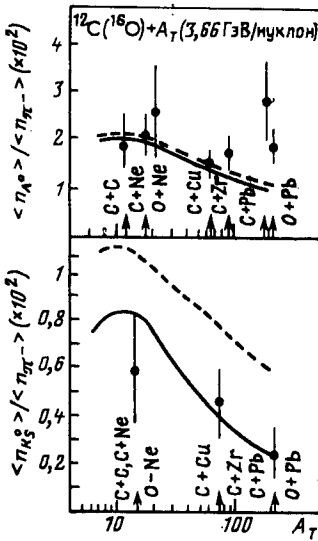


Рис. 34. А-зависимость относительного выхода  $K^0$ -мезонов и  $\Lambda^0$ -гиперонов в центральных столкновениях, инициированных ионами углерода и кислорода с  $E_0=3,66$  ГэВ/нуклон. Экспериментальные точки взяты из работы [210]:

теоретические кривые рассчитаны в рамках модели фэйрстрика [196, 197] с учетом (сплошные кривые) и без учета (пунктир) экспериментальных ограничений на величину импульса наблюдаемой частицы:  $p_K > 0,61$  ГэВ/с и  $p_{\Lambda} > 0,46$  ГэВ/с.

углерода и кислорода с различными ядрами при энергии 3,66 ГэВ/нуклон. Модель ядерного фэйрстрика хорошо воспроизводит А-зависимость относительного выхода, если принять во внимание, что частицы с малыми импульсами,  $p_{\Lambda} < 0,46$  ГэВ/с и  $p_K < 0,61$  ГэВ/с, не регистрируются по условиям эксперимента [210]. В то же время каскадная модель предсказывает абсолютные значения выхода частиц, близкие к эксперименту. Это видно из результатов, представленных в табл. 2.

Таблица 2. Выход  $K^0$ -мезонов и  $\Lambda^0$ -гиперонов из центральных столкновений ядер при первичной энергии 3,6 ГэВ/нуклон

$A_P + A_T$	$n_{K^0} \cdot 10^2, p_K > 0,61$ ГэВ/с		$n_{\Lambda} \cdot 10^2, p_{\Lambda} > 0,46$ ГэВ/с	
	Каскадная модель	Эксперимент [210]	Каскадная модель	Эксперимент [210]
C + C	2,2	} 2,6±1,0	8,5	7,3±2
C + Cu	3,4		16,0	10,3±2
C + Zr	3,3		17,0	13,4±3
C + Pb	3,7		2,2±0,9	18,8

Проведенный анализ показывает, что обе модели способны описать основные тенденции образования странных частиц из фазы адронного газа. Модель фэйрстрика дает разумные оценки для относительной множественности рожденных странных частиц, но завышает абсолютные значения в 2—3 раза. Каскадная модель может

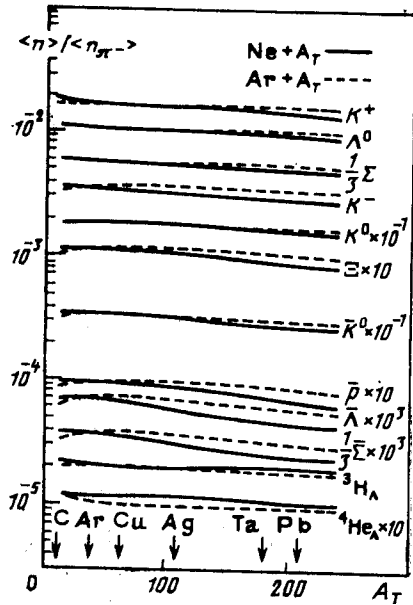
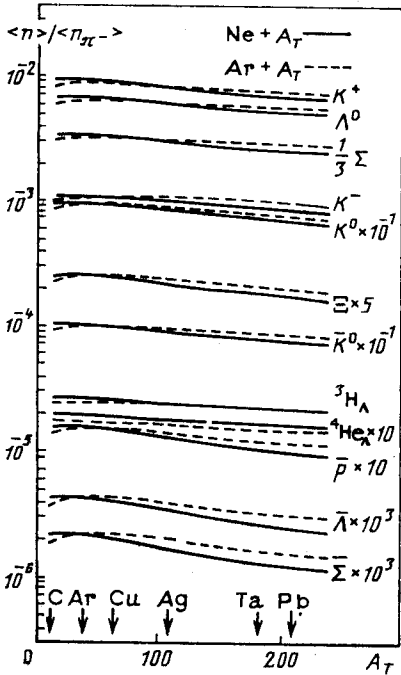


Рис. 35. Предсказания модели фэйрстрика для  $A$ -зависимости относительного выхода вторичных частиц при первичной энергии  $E_0 = 2,1$  ГэВ/нуклон. сплошные и пунктирные кривые отвечают реакциям, инициируемым ионами неона и аргона соответственно

Рис. 36. То же самое, что на рис. 35, но для области энергии дубненского синхрофазотрона  $E_0 = 3,66$  ГэВ/нуклон

быть применена для получения абсолютных сечений с 20—30%-ной точностью, но для пороговых процессов и реакций с большими переданными импульсами результаты не так надежны, если априори не включены взаимодействия адронов с коррелированными парами нуклонов. Таким образом, обе модели достаточно хорошо зарекомендовали себя, чтобы воспользоваться ими для предсказания экспериментальных тенденций при более высоких энергиях, которые будут достигнуты в ближайшем будущем.

*Предсказания моделей.* На рис. 35 и 36 приведены предсказания модели фэйрстрика для  $A$ -зависимости относительных выходов стран-

ных мезонов, гиперонов, антипротонов и легчайших гиперфрагментов для различных комбинаций сталкивающихся ядер и двух энергий, при которых сейчас ведутся интенсивные экспериментальные исследования. Видно, что уже при энергии дубненского синхротрона относительные выходы частиц с ненулевой странностью почти не зависят от комбинации сталкивающихся ядер.

Энергетическая зависимость странных частиц различного сорта и гиперфрагментов, предсказываемая моделью фэйрстрика, показана на рис. 37. С ростом энергии бомбардирующего ядра кривые

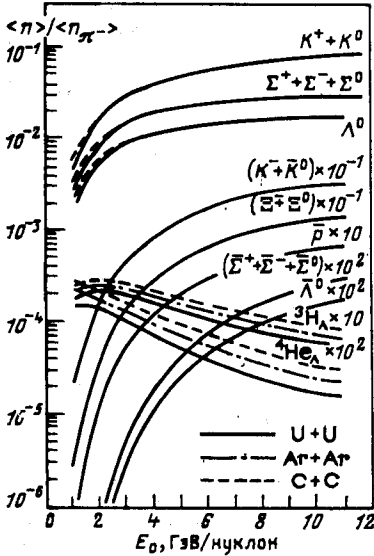


Рис. 37. Энергетическая зависимость относительного выхода вторичных частиц, предсказываемая моделью ядерного фэйрстрика

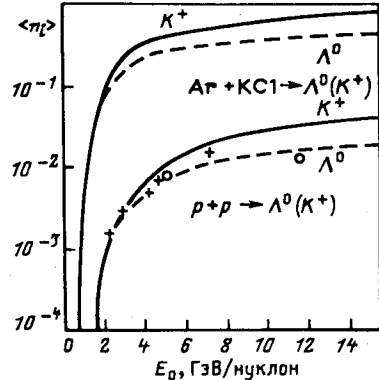


Рис. 38. Предсказания каскадной модели для энергетической зависимости числа  $K^+$ -мезонов и  $\Lambda^0$ -гиперонов, образованных в центральных  $Ar + KCl$ -столкновениях [199]. Для сравнения указан выход этих частиц из элементарных  $pp$ -взаимодействий (экспериментальные точки и аппроксимирующие кривые — пунктир)

стремятся к насыщению, что отражает существование предельной температуры  $T_0 \approx 115$  МэВ в статистической модели Померанчука, использованной в модели ядерного фэйрстрика.

Приведенные результаты получены в предположении, что закон сохранения странности выполняется локально [см. (34)]. Отклонение от локальности может рассматриваться как сигнал высвобождения кварков, что экспериментально может проявиться в форме спектра эффективных масс, рожденных  $K^+K^-$ - или  $\Lambda\Lambda^-$ -пар, как было указано в работе [197].

На рис. 38 даны предсказания каскадной модели для выхода  $K^+$ -мезонов и  $\Lambda^0$ -гиперонов. При первичной энергии выше 8—10 ГэВ/нуклон средние множественности этих частиц растут почти логарифмически, копируя энергетическую зависимость, которой



следуют элементарные *pp*-взаимодействия. Отметим, что эти результаты получены в пренебрежении взаимодействием с коррелированными парами нуклонов, поэтому предсказания модели для энергии, близкой к пороговой, следует рассматривать как минимальную оценку.

Таким образом, экстраполяция известного поведения адронного газа в область более высоких энергий позволяет получить представление об основных тенденциях образования странных частиц, анти-нуклонов и гиперфрагментов в столкновении тяжелых ионов. Существенное отклонение от этого глобального поведения может быть использовано в качестве сигнала о фазовом переходе в кварк-глюонную плазму (см. разд. 3).

### 3. СТОЛКНОВЕНИЯ УЛЬТРАРЕЛЯТИВИСТСКИХ ТЯЖЕЛЫХ ИОНОВ

Мы рассмотрели две области энергии, в которых основной механизм реакции меняется от взаимодействия, описываемого средним полем, при низких энергиях пучка до микроскопического механизма нуклон-нуклонных столкновений при энергиях между 20 и 100—200 МэВ/нуклон. При еще более высоких энергиях бомбардирующего иона необходимо также учесть взаимодействия между нуклонами и другими рождающимися частицами, такими, как пионы, каоны и т. д. и резонансами. При энергиях выше 10—20 ГэВ/нуклон (см. рис. 1) глобальный механизм реакции изменяется от адронного типа к кварк-кварковому и кварк-глюонному взаимодействиям. К настоящему времени переходная область изучается в основном теоретически. Имеющиеся экспериментальные данные получены в экспериментах с космическими лучами. Однако уже в ближайшем будущем будут доступны пучки тяжелых ионов ультрарелятивистских энергий. В стадии подготовки находятся сейчас эксперименты в ЦЕРН и Брукхейвене (США).

Далее мы качественно рассмотрим уравнение состояния кварк-глюонной фазы и очень кратко представим двухфазную модель и решеточный КХД-подход для вычисления критической температуры. В конце раздела обсуждаются возможные сигналы о переходе в фазу деконфайнмента.

**Уравнение состояния кварковой материи.** За последние двадцать лет концепция элементарных частиц претерпела фундаментальные изменения. Мы понимаем теперь адроны как сложные системы, состоящие из кварков и глюонов. Квантовая хромодинамика (КХД) предсказывает, что на больших расстояниях энергия связи кварков возрастает («запирание» кварков, конфайнмент), а на малых расстояниях кварки ведут себя как свободные частицы (асимптотическая свобода). Свойство асимптотической свободы приводит к далеко идущему следствию, что при высоких температурах и(или) плотностях газ кварков и глюонов должен вести себя как идеальный газ [211]. Оценено, что критическая температура такого перехода составляет

примерно 200 МэВ и достижение этой области температур является заветной целью ультрарелятивистской физики тяжелых ионов.

Для грубой оценки критической температуры существует несколько моделей и подходов, которые в основном базируются на двухфазной физической картине, т. е. рассматривается одно уравнение состояния для ядерной материи (как было описано в разд. 2) и другое — для кварк-глюонной плазмы. Используя критерий Гиббса для фазового равновесия, находят критическую температуру и плотность. Более строгие и надежные оценки критической температуры основаны на монте-карловских вычислениях в рамках статистической КХД. Это так называемые КХД-вычисления на решетке, которые мы кратко рассмотрим ниже вместе с двухфазной картиной.

*Двухфазное описание.* Рассмотрим свободный газ безмассовых кварков с двумя ароматами ( $N_f = 2$ ) и глюонов. Его плотность энергии  $\varepsilon$  может быть легко вычислена ( $\hbar = c = 1$ ) [1, 196]:

$$\varepsilon = \frac{6}{\pi^2} \left( \frac{7\pi^4}{60} T^4 + \frac{\pi^2}{2} T^2 \mu_q^2 + \frac{1}{4} \mu_q^4 \right) + \frac{16\pi^2}{45} T^4 + B. \quad (71)$$

Первый член в (71) обусловлен кварками, второй происходит от вклада глюонов, и  $B$  есть константа, характеризующая «мешок», в котором находятся кварки и глюоны. Модель мешков [212] используется для описания кварк-глюонной материи не только внутри адрона, но и в некотором конечном объеме вокруг него. Сдвиг основного состояния от физического вакуума к вакууму КХД внутри мешка учитывается добавлением величины  $B$ . Поэтому для давления мы получаем

$$P = \frac{1}{3} \varepsilon - \frac{4}{3} B. \quad (72)$$

Плотность числа кварков

$$n_q = 2 (\mu_q T^2 + \mu_q^3 / \pi^2). \quad (73)$$

Поскольку барионное число кварка равно  $1/3$ , то плотность барионов в плазме, характеризуемой двумя ароматами, имеет вид

$$n_B = \frac{2}{3} (\mu_q T^2 + \mu_q^3 / \pi^2). \quad (74)$$

Приближение свободного газа может быть улучшено, если привлечь теорию возмущения по константе связи [192, 213, 214]. Из ренормгрупповых аргументов следует, что при высоких температурах и(или) высоких плотностях КХД константа связи ведет себя следующим образом:

$$g^2 = \frac{24\pi^2}{(33 - 2N_F) \ln(M/\Lambda_0)^2}, \quad (75)$$

где  $M \simeq \left( \frac{4}{3} \mu_q^2 + 16T^2 \right)^{1/2}$  и дает правильный предел для случая высоких температур и(или) высоких плотностей, а масштабный

параметр  $\Lambda_0 = 100 \div 500$  МэВ. Выражение для плотности энергии тогда принимает вид

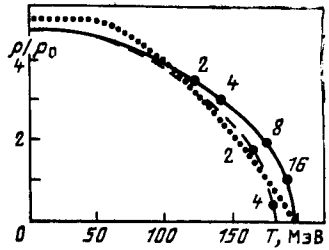
$$\varepsilon = \frac{2 \cdot 3}{\pi^2} \left[ \frac{7\pi^4}{60} T^4 \left( 1 - \frac{50}{84} \frac{g^2}{\pi^2} \right) + \left( \frac{\pi^2}{2} T^2 \mu_q^2 + \frac{1}{4} \mu_q^4 \right) \left( 1 - \frac{g^2}{2\pi^2} \right) \right] + \frac{8}{15} \pi^2 T^4 \left( 1 - \frac{15}{16} \frac{g^2}{\pi^2} \right) - \frac{4}{3} B. \quad (76)$$

Граничная кривая фазового перехода, показанная на рис. 39, вычисляется сравнением давления в кварк-глюонной плазме с давлением в адронной фазе при данной температуре  $T$ :

$$P_q(3\mu_q) = P_h(\mu), \quad (77)$$

тем самым обеспечивается выполнение условия равновесия фаз  $3\mu_q = \mu$ . Для фазы ядерной материи могут быть применены различные описания (см. [215]). В [216—219] было использовано уравнение

Рис. 39. Границы адронной фазы ядерной материи, рассчитанные с помощью условия Гиббса для фазового равновесия с кварк-глюонной плазмой: показаны результаты расчета по теории среднего поля с последовательным учетом вклада пионов (сплошная линия) [216], без учета (пунктир) и с упрощенным учетом [217], пренебрегающим взаимодействием между пионами и нуклонами (точечная кривая). Числа около кривых указывают энергию пучка (ГэВ/нуклон), необходимую для достижения соответствующей температуры и плотности в симметричной комбинации сталкивающихся ядер



состояния Валечки, при этом были дополнительно включены пионные степени свободы [216, 217]). В других подходах для адронной фазы использовались модель статистического бутстрапа [220—222] или потенциальная модель [223].

Рис. 39 показывает типичную фазовую диаграмму (см. [204]), рассчитанную с помощью уравнения состояния Валечки для фазы адронов и уравнения (71) для кварк-глюонной фазы. Критическая температура изменяется в пределах  $T_c \simeq 170 \div 190$  МэВ и критическая плотность  $\rho_c \simeq 5\rho_0$ . В зависимости от выбора описания (см. подпись к рисунку) двух фаз параметры перехода несколько меняются, но общая картина, представленная на рис. 39, остается той же самой.

*КХД-вычисления на решетке.* Для описания статистических свойств КХД-системы необходимо вычислить статистический интеграл состояния, который выражается через эвклидов функциональный интеграл [224]:

$$\mathcal{Z} \left( \beta = \frac{1}{T}, V \right) = \int [dA d\psi d\bar{\psi}] \exp \left( - \int_V d^3x \int_0^\infty \mathcal{L}(A, \psi, \bar{\psi}) \right), \quad (78)$$

где  $\mathcal{L}$  — плотность КХД-лагранжиана и интегралы берутся по полям глюонов и кварков. Векторные и спинорные поля должны удов-

летворять соответственно периодическим и антипериодическим условиям. Пространственное интегрирование по  $\mathcal{L}$  становится в термодинамическом пределе бесконечным, тогда как интегрирование по мнимому времени проводится по конечному интервалу.

При вычислении  $\mathcal{Z}(T, V)$  пространственно-временной континуум заменяется дискретной решеткой с  $V = (N_\sigma a_\sigma)^3$  и  $\beta = N_\tau a_\tau = = 1/T$ , где  $a_\sigma$  и  $a_\tau$  — расстояние между гранями решетки (постоянная решетки) в пространственном и временном направлениях, а  $N_\sigma$  и  $N_\tau$  — число соответствующих разбиений. В результате этого преобразования (см. [215; 225, 226])

$$\mathcal{Z}(T, V) \rightarrow \mathcal{Z}(N_\sigma, N_\tau, g^2), \tag{79}$$

где  $g^2$  — константа связи. При вычислении термодинамических переменных типа давления или плотности энергии через статистический

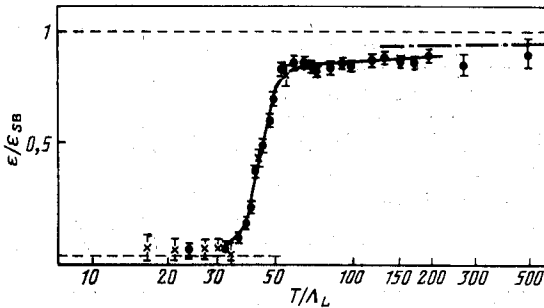


Рис. 40. Плотность энергии  $\epsilon$  системы, описываемой SU (2) калибровочной теорией [227]:

результаты нормированы к пределу идеального газа  $\epsilon_{SB}$ , число ячеек равно  $10^3 \times 3$ . Штрихпунктирной линией показано предельное значение для идеального газа с учетом требования бесцветности полной системы [230]

интеграл  $\mathcal{Z}(N_\sigma, N_\tau, g^2)$  полагают  $a_\sigma = a_\tau = a$ , и тогда константа связи  $g^2$  может быть связана с постоянной решетки  $a$  асимптотическим реорнмгрупповым соотношением

$$\{a\Lambda_L = \exp \left\{ \frac{4\pi^2}{33-2N_F} \left( \frac{6}{|g^2} \right) + \frac{1,59-57N_F}{(33-2N_F)^2} \log \left[ \frac{8\pi^2}{|33-2N_F} \left( \frac{6}{g^2} \right) \right] \right\}. \tag{80}$$

Таким образом, все физические величины, которые вычисляются, измеряются в единицах масштабного параметра решетки  $\Lambda_L$ , который произволен. Можно фиксировать  $\Lambda_L$ , вычисляя безразмерные отношения наблюдаемых величин или, например, массу протона.

Поскольку взаимодействие, ответственное за конфайнмент, содержится уже в части КХД-лагранжиана, связанной с чисто калибровочным полем, то можно рассмотреть интересный случай перехода в состоянии деконфайнмента без кварков. На рис. 40 показана

плотность для  $SU(2)$ -системы, основанная на вычислении с разбиением на ячейки  $N_\sigma^3 \times N_\tau = 10^3 \times 3$  [227]. Плотность энергии нормирована к значению для идеального газа  $\varepsilon_{SB} = (3\pi^2/15) T^4$ . Из рис. 40 четко видно, что при больших температурах система ведет себя как идеальный газ глюонов. Резкий переход в это состояние происходит вблизи температуры  $T_c \simeq 40\Lambda_L$ . На рис. 41 показаны соответствующие результаты для более интересного  $SU(3)$ -случая,

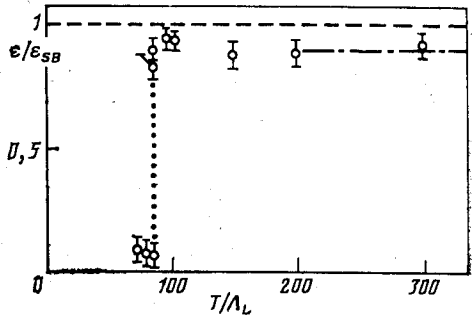


Рис. 41. Плотность энергии в системе, описываемой  $SU(3)$  калибровочной полевой теорией [228].

Число ячеек равно  $8^3 \times 3$ :

штрихпунктиром показано предельное значение плотности энергии идеального газа с учетом требования бесцветности всей системы [230]

рассчитанного на решетке  $8^3 \times 3$  [228]. По-видимому, в этом случае переход происходит скачком при температуре  $T_c \simeq 80\Lambda_L$ . Используя результаты для поверхностного натяжения струны при сравнимых значениях  $g$ , получаем [225, 226]:

$$T_c \simeq 150 \div 200 \text{ МэВ,}$$

что находится в разумном согласии с результатами, полученными в двухфазном рассмотрении.

Фазовый переход деконфайнмента означает, что цветные состояния могут реализоваться в областях пространства, размеры которого значительно превосходят адронную шкалу около 1 фм. Однако в целом система должна оставаться бесцветной. Как показано в [229, 230], учет этого условия приводит к тому, что в пределе высоких температур плотность энергии системы оказывается ниже значения  $\varepsilon_{SB}$  (см. рис. 40 и 41).

Дальнейшее развитие подхода связано с включением в лагранжиан массивных кварков, одним из следствий чего является нарушение киральной симметрии. В области конфайнмента имеются составляющие кварки с массой около 300 МэВ (для  $u$ - и  $d$ -кварков), тогда как в области плазмы, состоящей из «высвобожденных» кварков, киральная симметрия восстанавливается. Таким образом, КХД приводит к еще одному переходу, а именно переходу от состояния с нарушенной в состояние с восстановленной киральной симметрией. Вопрос о связи восстановления киральной симметрии и деконфайнмента в настоящее время еще не нашел удовлетворительного ответа [225].

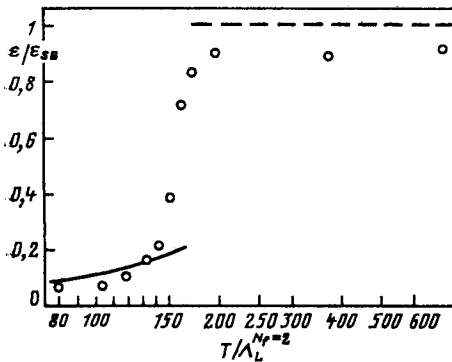


Рис. 42. Плотность энергии, рассчитанная в рамках КХД с динамическими кварками [231]. Число ячеек равно  $8^3 \times 3$

трудностями. Поэтому в настоящее время приходится полагаться на приближенные схемы [225]. Рис. 42 показывает плотность энергии, вычисленную в разложении по так называемому хоппинг-параметру для решетки  $8^3 \times 3$  [231]. Рассмотрен случай  $N_f = 2$ . Как видно из рис. 42, внезапный переход имеет место вблизи  $T_c \simeq 150 \Lambda_L$ . Преобразуя эту величину в единицы  $\Lambda_L$  для случая нулевого аромата, который рассматривался выше для термодинамики чистого калибровочного поля, мы получаем  $T_c/T_{\Lambda^+} \sim 100$ , что должно сравниваться со значением  $T_c/\Lambda_L \simeq 80$ , приведенным выше. Таким образом, критические значения температуры, получаемые из вычислений на решетке при нулевой барионной плотности, есть

$$T_c \sim 200 \div 250 \text{ МэВ.}$$

Для обсуждения специфической природы фазовых переходов, кратко описанных выше, параметров порядка и т. п. мы отсылаем к обзорной работе [225].

Полная фазовая диаграмма сильно взаимодействующей материи должна описывать фазовую границу как функцию температуры  $T$  и плотности числа барионов  $\rho_B$ . Эта сложная задача является конечной целью КХД-вычислений на решетке. Первые шаги в этом направлении уже сделаны (см. [215, 225, 226]).

**Ультррелятивистские ядро-ядерные столкновения и сигналы о фазе деконфайнмента.** Плотность энергии ядерной материи в основном состоянии  $\epsilon_0 = m_N \rho_0 \simeq 0,15 \text{ ГэВ/фм}^3$ , тогда как плотность энергии внутри протона достигает уже значения  $\epsilon_p \simeq 0,45 \text{ ГэВ/фм}^3$ . Однако для образования кварк-глюонной плазмы нужна еще большая плотность. Наиболее просто она может быть оценена из формулы (71), которая дает ( $\mu_q = 0$ )  $\epsilon = (37/30) \pi^2 T^4 + B \simeq (2,5 - 3) \text{ ГэВ/фм}^3$  при температуре  $T \simeq 200 \text{ МэВ}$ . Знание точного значения  $B$  для этих целей несущественно. Из низкоэнергетической спектроскопии адронов вытекает значение  $B \simeq 40 \div 60 \text{ МэВ/фм}^3$ , тогда как КХД-правила сумм дают большие значения  $B \simeq$

$\simeq 400$  МэВ/фм<sup>3</sup>. Полученное приближенное значение для плотности энергии должно быть сопоставлено с плотностью энергии, которая может быть достигнута в столкновении ультрарелятивистских ядер.

Следуя Бьеркену [232] (см. также работы [233, 234]), плотность энергии может быть оценена по быстротному распределению  $dN/dy$  рожденных частиц

$$\varepsilon = \frac{\langle m_{\perp} \rangle}{\tau_0 A_{\perp}} \frac{dN}{dy}, \quad (81)$$

где  $\langle m_{\perp} \rangle$  — усредненная поперечная масса (порядка 0,5 ГэВ) и  $A_{\perp} = \pi R^2$  — поперечное сечение (около 40 мб для  $pp$ -столкновений).  $\tau_0$  характеризует время адронизации, в качестве типичного значения для которого обычно принимается  $\tau_0 \simeq 1$  фм/с. Для  $pp$ -столкновений в области 50—100 ГэВ  $dN/dy \simeq 4$ , что дает

$$\varepsilon_{p-p} \simeq 0,5 \text{ ГэВ/фм}^3,$$

а для центрального столкновения  $U + U$

$$\varepsilon_{U-U} \simeq 2,7 \text{ ГэВ/фм}^3,$$

где мы предположили, что  $R = 1,2(238)^{1/3}$  и  $dN/dy = 4 \cdot 238$ . Еще бóльшие значения плотности могут быть извлечены из событий, зарегистрированных в космических лучах коллаборацией JACEE [235]. Например, в случае взаимодействия  $Si + Ag$  было найдено, что  $dN/dy$  (заряженные)  $\simeq 200$  при оцененной лабораторной энергии  $E_0 = 4$  ТэВ/нуклон. Согласно оценке (81) получаем

$$\varepsilon_{Si} \simeq 3,6 \text{ ГэВ/фм}^3.$$

В [215] приведены более высокие значения плотности энергии в предположении, что  $\varepsilon = B + \frac{1,6}{A_{\perp} \tau_0} \left( \frac{dN}{dy} \right)^{4/3}$  (см. также [236]). Эти оценки вселяют надежду, что критическое значение плотности энергии может быть достигнуто.

Исследование вопроса о том, как материя эволюционирует от высокосжатого и нагретого начального состояния к конечной конфигурации, которая затем «замораживается», формируя распределение по быстротам, привлекает внимание многих теоретиков. До сих пор для изучения расширения плазменного сгустка использовались в основном гидродинамические модели (см. [215, 233, 234, 236—238]). Здесь мы опустим обсуждение этого очень интересного процесса эволюции от кварк-глюонной фазы к адронной материи (см. цитированную выше литературу) и сделаем несколько замечаний о том, как образование плазмы могло бы быть проверено экспериментально.

**Измерение лептонных пар.** Чтобы проникнуть в раннюю стадию процесса столкновения, необходимо измерять частицы с очень малыми сечениями взаимодействия, имеющие боль-

шой средний свободный пробег. Идеальными частицами для этого являются лептонные пары, поскольку они в основном взаимодействуют за счет электромагнитных процессов, сечения для которых малы (см. [192, 239—242]). Недавние оценки, выполненные в [243], показывают, что рождение лептонных пар в плазменной фазе в 3—5 раз подавлено по сравнению с рождением в механизме Дрелла—Янга. Чтобы проверить этот эффект, необходимо измерить рождение лептонных пар для определенного ядро-ядерного столкновения, а затем исследовать вероятность рождения при более высоких энергиях или для более тяжелых систем. Если выход лептонных пар будет понижаться, то это было бы сигналом формирования кварк-глюонной плазмы.

Измерение поперечного импульса. Поперечный импульс вторичных адронов может быть мерой температуры системы (см. также разд. 2). Исследование ее зависимости от мно-

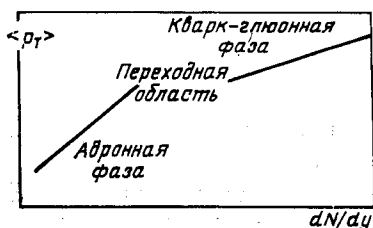


Рис. 43. Зависимость среднего поперечного импульса вторичных частиц от плотности частиц в пространстве быстрой

жественности (первичной энергии), как показано на рис. 43, могло бы привести к обнаружению фазы деконфайнмента по характерному изменению этой зависимости, обусловленному выделением скрытой теплоты перехода [244]. Последние данные с протон-антипротонного коллайдера недостаточны, чтобы сделать окончательные выводы. Интерпретация данных JАСЕЕ коллаборации, полученных в опытах с космическими лучами, довольно оптимистична, поскольку видны указания на то, что переходная область достигнута [235].

Рождение странных частиц. Если кварк-глюонная плазма находится в состоянии химического равновесия относительно различных кварковых «ароматов», тогда доля странных кварков от числа всех кварков и антикварков уже не будет пренебрежимо мала (см. [193, 245, 246]). Это означает, что вероятность рождения странных частиц возрастает, когда достигается плазменная фаза. Ценная информация о появлении фазы кварковой плазмы могла бы быть получена из измерения отношения выходов частиц к античастицам, например;  $K^+/K^-$ ,  $\Omega/\bar{\Omega}$ ,  $E/\bar{E}$  (см. также конец разд. 2).

Сигналы, связанные с фазовым переходом первого рода. До сих пор мы обсуждали экспериментально измеряемые величины, которые могут нам дать информацию о появлении кварк-глюонной плазмы. С теоретической точки зрения представляет большой интерес сама динамика фазового перехода, и в



этой связи могут быть исследованы дополнительные сигналы. В частности, наличие скрытой теплоты перехода будет приводить к большой энергии, «блуждающей» в системе. Для фазовых переходов первого рода такие явления ассоциируются с перегревом и переохлаждением системы. Сам процесс может носить взрывной характер [247] типа процессов дефларгации или детонации [247, 248] (см. также [215]).

Некоторые из этих процессов довольно гипотетические, и весь описанный выше сценарий критически зависит от применимости равновесной термодинамики. Только если средний свободный пробег кварков и глюонов мал по сравнению с размером системы, описание в терминах расширяющегося сгустка плазмы с последующим переходом в адронную материю кажется справедливым.

#### 4. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Как мы видели выше, физика столкновения тяжелых ионов действительно открыла богатые возможности для исследования поведения ядерного вещества в широком интервале температуры и плотности. На сегодняшний день основные полученные результаты относятся к области адронной фазы, что отражает спектр масс и доступную энергию тяжелых ионов на имеющихся ускорителях. Уже явно намечились подходы к фундаментальной проблеме — изучению уравнения состояния нагретой и сжатой ядерной материи. При всей сложности физических явлений, разыгрывающихся в этой области, совместными усилиями теоретиков и экспериментаторов удалось выделить характеристики, наиболее чувствительные к тем или иным каноническим параметрам уравнения состояния. Несколько настаивает обилие теоретических моделей, исходящих иногда из противоположных физических предпосылок, но тем не менее успешно описывающих общие экспериментальные закономерности взаимодействия тяжелых ионов. В этой связи следует подчеркнуть (необходимость корреляционных и  $4\pi$ -измерений, которые могли бы послужить критической проверкой существующих моделей.

Теория предсказывает, что выход из промежуточной области адронной фазы в область как меньших, так и более высоких энергий сталкивающихся ядер может привести к открытию новых физических эффектов и явлений. Это связано с обсуждавшимися выше особенностями уравнения состояния ядерной материи, проявляющимися в виде фазового перехода типа газ-жидкость при умеренных энергиях и перехода адронов в фазу кварк-глюонной плазмы в области ультрарелятивистских энергий. В этих направлениях делаются лишь первые шаги. Успех в существенной степени зависит от скорейшего ввода в строй нового поколения ускорителей тяжелых ионов.

## СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Satz H. //Nucl. Phys. A. 1983. Vol. 400. P. 541 с — 563 с.
2. Kogut J., Matsuoka A., Stone M. e.a. //Phys. Rev. Lett. 1983. Vol. 51. P. 869—872.
3. Polonyi J., Wyld H. W., Kogut J.B. e.a. //Phys. Rev. Lett. 1984. Vol. 53. P. 644—647.
4. Baum G. //Progr. in Part. and Nucl. Phys. 1982. Vol. 8. P. 73—101.
5. Brown G.E., Weise W. //Phys. Repts C. 1976. Vol. 27. P. 1—34.
6. Мигдал А. Б. Фермионы и бозоны в сильных полях. М.: Наука, 1978; Rev. Mod. Phys. 1978. Vol. 50. P. 107—172.
7. Lee T.D. //Rev. Mod. Phys. 1975. Vol. 47. P. 267—275.
8. Sauer G., Chandra H., Mosel U. //Nucl. Phys. A. 1976. Vol. 264. P. 221—243.
9. Danielewicz P. //Nucl. Phys. A. 1979. Vol. 314. P. 465—484.
10. Schulz H., Münchow L., Röpke G., Schmidt M. //Phys. Lett. B. 1982. Vol. 119. P. 12—16.
11. Curtin M. W., Toki H., Scott D. K. //Phys. Lett. B. 1983. Vol. 123. P. 289—292.
12. Bertsch G., Siemens P. J. //Phys. Lett. B. 1983. Vol. 126. P. 9—12.
13. Siemens P.J. //Nature. 1983. Vol. 305. P. 410—412.
14. Jaqaman H., Mekjian A.J., Zamick L. //Phys. Rev. C. 1983. Vol. 27. P. 2782—2791; 1984. Vol. 29. P. 2067—2074.
15. Stöcker H., Buchwald G., Graebner G. e.a. //Nucl. Phys. A. 1983. Vol. 400. P. 63 с — 96 с.
16. Lopez J., Siemens P.J. //Nucl. Phys. A. 1984. Vol. 431. P. 728—744.
17. Panagiotou A.D., Curtin M.W., Toki H. e.a. //Phys. Rev. Lett. 1984. Vol. 52. P. 496—499.
18. Kapusta J.P. //Phys. Rev. C. 1984. Vol. 29. P. 1735—1743.
19. Goodman A.L., Kapusta J.P., Mekjian A.Z. //Phys. Rev. C. 1984. Vol. 30. P. 851—865.
20. Ravenhall D.G., Pethick C.J., Lattimer J.M. //Nucl. Phys. A. 1983. Vol. 407. P. 571—591.
21. Knoll J., Strack B. //Phys. Lett. B. 1985. Vol. 149. P. 45—49.
22. Киселев С. М. //ЯФ. 1985. Т. 41. С. 94—100.
23. Friedman B., Randharipande V.R. //Nucl. Phys. A. 1981. Vol. 361. P. 502—520.
24. Lamb D.Q., Lattimer J.M., Pethick C.J., Ravenhall D.G. //Phys. Rev. Lett. 1978. Vol. 41. P. 1623—1626; Nucl. Phys. A. 1981. Vol. 360. P. 459—482.
25. Walecka J.D. //Ann. Phys. 1974. Vol. 83. P. 491—529; Phys. Lett. B. 1975. Vol. 59. P. 109—112.
26. Röpke G., Münchow L., Schulz H. //Nucl. Phys. A. 1982. Vol. 379. P. 536—552; Phys. Lett. B. 1982. Vol. 110. P. 21—24.
27. Röpke G., Schmidt M., Münchow L., Schulz H. //Nucl. Phys. A. 1983. Vol. 399. P. 587—602.
28. Vautherin D., Brink D.M. //Phys. Rev. C. 1972. Vol. 5. P. 626—647.
29. Barranco M., Buchler J.-R. //Phys. Rev. C. 1981. Vol. 24. P. 1191—1202.
30. Schied W., Müller H., Greiner W. //Phys. Rev. Lett. 1974. Vol. 32. P. 741—745.
31. Schulz H., Kämpfer B., Barz H.W. e.a. //Phys. Lett. B. 1984. Vol. 147. P. 17—22.
32. Reinhard H., Schulz H. //Nucl. Phys. A. 1985. Vol. 432. P. 603—645.
33. Reinhard H., Schulz H. //Proc. of the Topical Meeting on Phase-Space Approach to Nuclear Dynamics Triest (Sept. 30 — Oct. 9, 1985), Singapore, World Scientific, 1986.
34. Langer J.S. Fluctuations, instabilities and phase transitions/Ed. by T. Riste. N.Y.: Plenum Publ. Comp., 1975. P. 19—43.
35. Schulz H., Voskresensky D.N., Bondorf J. //Phys. Lett. B. 1983. Vol. 110. P. 141—145.

36. Cugnon J. //Phys. Lett. B. 1984. Vol. 135. P. 374—377.
37. Poskanzer A.M., Butler G.W., Hyde E.K. //Phys. Rev. C. 1971. Vol. 3. P. 882—904.
38. Westfall G.D., Sextro R.G., Poskanzer A.M. e.a. //Phys. Rev. C. 1978. Vol. 17. P. 1368—1381.
39. Wilkins B.D., Kaufman S.B., Steinberg E.P. e.a. //Phys. Rev. Lett. 1979. Vol. 43. P. 1080—1083.
40. Gaidos A., Gutay L.J., Hirsch A.S. e.a. //Phys. Rev. Lett. 1979. Vol. 42. P. 82—85.
41. Green R.E.I., Korteling R.G. //Phys. Rev. C. 1980. Vol. 22. P. 1594—1611.
42. Finn E., Agarwal S., Bujak A. e.a. //Phys. Rev. Lett. 1982. Vol. 49. P. 1324—1325.
43. Minich R.W., Agarwal S., Bujak A. e.a. //Phys. Lett. B. 1982. Vol. 118. P. 458—460.
44. Röpke G., Schulz H., Andronenko L. e.a. //Phys. Rev. C. 1985. Vol. 31. P. 1556—1559.
45. Frankel K.A., Stevenson J.D. //Phys. Rev. C. 1981. Vol. 23. P. 1511—1526.
46. Lynen U., Ho H., Kühn W. e.a. //Nucl. Phys. A. 1982. Vol. 387. P. 129 c — c.
47. Gutbrod H., Warwick A.I., Wieman H. //Nucl. Phys. A. 1982. Vol. 387. P. 177 c — 190 c.
48. Warwick A.I., Baden A., Gutbrod H.H. e.a. //Phys. Rev. Lett. 1982. Vol. 48. P. 1719—1722.
49. Warwick A.I., Wieman H.H., Gutbrod H.H. e.a. //Phys. Rev. C. 1983. Vol. 27. P. 1083—1102.
50. Jacak B.V., Westfall G.D., Gelbke C.K. e.a. //Phys. Rev. Lett. 1983. Vol. 51. P. 1846—1849.
51. Chitwood C.B., Fields D.J., Gelbke C.K. e.a. //Phys. Lett. B. 1983. Vol. 131. P. 289—292.
52. Friedman W.A., Lynch W.G. //Phys. Rev. C. 1983. Vol. 28. P. 16—23.
53. Bohrmann S., Hüfner J., Nemes M.C. //Phys. Lett. B. 1983. Vol. 120. P. 59—62.
54. Hüfner J., Sommermann H.M. //Phys. Rev. C. 1983. Vol. 27. P. 2090—2095.
55. Randrup J., Koonin S. //Nucl. Phys. A. 1981. Vol. 356. P. 223—234.
56. Das Gupta S., Mekjian A.Z. //Phys. Repts. 1981. Vol. 72. P. 131—183.
57. Bondorf J.P. //Nucl. Phys. A. 1982. Vol. 387. P. 25 c — 35 c.
58. Fai G., Randrup J. //Nucl. Phys. A. 1982. Vol. 381. P. 557—576; 1983. Vol. 404. P. 551—557.
59. Бондорф Я., Мишустин И. Н., Песик К.-В. //Тр. международной школы-семинара по физике тяжелых ионов (Алушта, 14—21 апреля 1983 г.). Д7-83-644, Дубна, 1983. С. 354—370.
60. Gross D.H.E. //Phys. Scripta T. 1983. Vol. 5. P. 213—216.
61. Bondorf J.P., Donangelo R., Mishustin I.N. e.a. //Phys. Lett. B. 1985. Vol. 150. P. 57—61.
62. Sa Dan-Hao, Gross D.H.E. //Nucl. Phys. A. 1985. Vol. 437. P. 643—668.
63. Bondorf J.P., Donangelo R., Mishustin I.N. e.a. //Nucl. Phys. A. 1985. Vol. 443. P. 321—347.
64. Bondorf J.P., Donangelo R., Mishustin I.N. e.a. //Nucl. Phys. A. 1985. Vol. 444. P. 460—474.
65. Aichelin J., Hüfner J. //Phys. Lett. B. 1984. Vol. 136. P. 15—18.
66. Aichelin J., Hüfner J., Ibarra R. //Phys. Rev. C. 1984. Vol. 30. P. 107—118.
67. Fields D.J., Lynch W.G., Chitwood C.B. e.a. //Phys. Rev. C. 1984. Vol. 30. P. 1912—1923.
68. Bauer W., Dean D.R., Mosel V., Post V. //Phys. Lett. B. 1984. Vol. 150. P. 53—56.
69. Campi X., Desbois J. //Proc. 7th High Energy Heavy Ion Study, GSI-Report, Darmstadt, 1985. P. 707—718.

70. Bondorf J.P., Donangelo R., Schulz H., Sneppen K. // Phys. Lett. B. 1985. Vol. 162. P. 30—34.
71. Song S., Rivet M.F., Bimbot R. e.a. // Phys. Lett. B. 1983. Vol. 130. P. 14—18.
72. Fisher M.E. // Physics. 1967. Vol. 3. P. 255—283.
73. Barz H.W., Bondorf J.P., Donangelo R., Schulz H. Phys. Lett. B. 1986. Vol. 169. P. 318—322.
74. English G., Porile N.T., Steinberg E.P. // Phys. Rev. C. 1974. Vol. 10. P. 2268—2280.
75. Boguta J., Bodmer A.R. // Nucl. Phys. A. 1977. Vol. 292. P. 413—428.
76. Boguta J., Stöcker H. // Phys. Lett. B. 1983. Vol. 120. P. 289—293.
77. Heinz U., Gräner W., Scheid W. // J. Phys. G. 1979. Vol. 5. P. 1383—1404.
78. Hahn D., Stöcker H. // Report MSUCL-505. Michigan, 1985.
79. Hagedorn R. // Suppl. Nuovo cimento. 1965. Vol. 3. P. 147—186.
80. Bonche P., Koonin S., Nagele J.W. // Phys. Rev. C. 1976. Vol. 13. P. 1226—1258.
81. Nix J.R. // Progr. Part. Nucl. Phys. 1979. Vol. 2. P. 237—284.
82. Nagamiya S., Gyulassy M. // Adv. Nucl. Phys. 1984. Vol. 13. P. 201—316.
83. Bodmer A.R., Panos C.N. // Phys. Rev. C. 1977. Vol. 15. P. 1342—1358.
84. Willets L., Hénley E.M., Kraft M., MacKeller A.D. // Nucl. Phys. A. 1977. Vol. 282. P. 341—350.
85. Willets L., Yariv Y., Chestnut R. // Nucl. Phys. A. 1978. Vol. 301. P. 359—364.
86. Callaway D.J.E., Willets L., Yariv Y. // Nucl. Phys. A. 1979. Vol. 327. P. 250—268.
87. Bodmer A.R., Panos C.N., MacKeller A.D. // Phys. Rev. C. 1980. Vol. 22. P. 1025—1054.
88. Bodmer A.R., Panos C.N. // Nucl. Phys. A. 1981. Vol. 356. P. 517—522.
89. Киселев С. М. // ЯФ. 1983. Т. 38. С. 911—914; 1984. Т. 39. С. 32—37.
90. Molitoris J.J., Hoffer J.B., Kruse H., Stöcker H. // Phys. Rev. Lett. 1984. Vol. 53. P. 899—902.
91. Bondorf J.P., Feldmeier H.T., Garpman G., Halbert E.C. // Phys. Lett. B. 1976. Vol. 65. P. 217—220; Z. Phys. A. 1976. Vol. 279. P. 385—390.
92. Hüfner J., Knoll J. // Nucl. Phys. A. 1977. Vol. 290. P. 460—492.
93. Gudima K.K., Toneev V.D. // Phys. Lett. B. 1978. Vol. 73. P. 292—295; ЯФ. 1978. Т. 27. С. 658—669.
94. Stevenson J.D. // Phys. Rev. Lett. 1978. Vol. 41. P. 1702—1705.
95. Gudima K.K., Iwe H., Toneev V.D. // J. Phys. G. 1979. Vol. 5. P. 229—240.
96. Yariv Y., Fraenkel Z. // Phys. Rev. C. 1979. Vol. 20. P. 2227—2243.
97. Гудима К. К., Тонеев В. Д. // ЯФ. 1980. Т. 31. С. 1455—1461.
98. Cugnon J. // Phys. Rev. C. 1980. Vol. 22. P. 1885—1896.
99. Cugnon J., Mizutani T., Vandermeulen J. // Nucl. Phys. A. 1981. Vol. 352. P. 505—534.
100. Cugnon J., Knoll J., Randrup J. // Nucl. Phys. A. 1981. Vol. 360. P. 444—458.
101. Gudima K.K., Toneev V.D. // High Energy Nucl. Physics, 6th Balaton Conf. on Nucl. Phys./Ed. by J. Erö. 1983. P. 409—422.
102. Stöcker H., Riedel C., Yariv Y. e.a. // Phys. Rev. Lett. 1981. Vol. 47. P. 1807—1810.
103. Toneev V.D., Gudima K.K. // Nucl. Phys. A. 1983. Vol. 400. P. 73 c — 90 c.
104. Amsden A.A., Bertsch G.F., Harlow F.H., Nix J.R. // Phys. Rev. Lett. 1975. Vol. 35. P. 905—908.
105. Amsden A.A., Harlow F.H., Nix J.R. // Phys. Rev. C. 1975. Vol. 15. P. 2059—2071.
106. Amsden A.A., Ginocchio J.N., Harlow F.H. // Phys. Rev. Lett. 1977. Vol. 38. P. 1055—1058.

107. Bondorf J.P., Garpman S.I.A., Zimanyi J. //Nucl. Phys. A. 1978. Vol. 296. P. 320—332.
108. Amsden A.A., Goldhaber A.S., Harlow F.H., Nix J.R. //Phys. Rev. C. 1978. Vol. 17. P. 2088—2096.
109. Bertsch G.F., Amsden A.A. //Phys. Rev. C. 1978. Vol. 18. P. 1293—1297.
110. Stöcker H., Maruhn J., Greiner W. //Z. Phys. A. 1979. Vol. 293. P. 173—179.
111. Stöcker H., Cusson R.Y., Maruhn J.A., Greiner W. //Z. Phys. A. 1980. Vol. 294. P. 125—135.
112. Tang H.H.K., Wong C.Y. //Phys. Rev. C. 1980. Vol. 21. P. 1846—1863.
113. Stöcker H., Maruhn J.A., Greiner W. //Phys. Rev. Lett. 1980. Vol. 44. P. 725—728.
114. Stöcker H., Hofmann J., Maruhn J.H., Greiner W. //Progr. in Part. Nucl. Phys. 1980. Vol. 4. P. 133—195.
115. Csernai L.P., Barz H.W. //Z. Phys. A. 1980. Vol. 296. P. 173—179.
116. Csernai L.P., Greiner W. //Phys. Lett. B. 1981. Vol. 99. P. 85—88.
117. Buchwald G., Csernai L.P., Maruhn J.A., Greiner W. //Phys. Rev. C. 1981. Vol. 24. P. 135—143.
118. Ропаль Л. С., Русских В. Н. //ЯФ. 1981. Т. 33. С. 1520—1528.
119. Stöcker H., Csernai L.P., Graebner G. e.a. //Phys. Rev. C. 1982. Vol. 25. P. 1871—1876.
120. Csernai L.P., Greiner W., Stöcker H. e.a. //Phys. Rev. C. 1982. Vol. 25. P. 2482—2490.
121. Nix J.R., Strottman D., Yariv Y., Fraenkel Z. //Phys. Rev. C. 1982. Vol. 25. P. 2491—2497.
122. Csernai L.P., Lovas I., Maruhn J.A. e.a. //Phys. Rev. C. 1982. Vol. 26. P. 149—161.
123. Barz H.W., Csernai L.P., Greiner W. //Phys. Rev. C. 1982. Vol. 26. P. 740—743.
124. Stöcker H., Buchwald G., Csernai L.P. e.a. //Nucl. Phys. A. 1982. Vol. 387. P. 205 c — 217 c.
125. Buchwald G., Graebner G., Theis J. e.a. //Phys. Rev. C. 1983. Vol. 28. P. 2349—2353.
126. Buchwald G., Graebner G., Theis J. e.a. //Phys. Rev. Lett. 1984, Vol. 52. P. 1594—1596.
127. Molitoris J.J., Stöcker H. //Proc. 7th High Energy Heavy Ion Study, GSI-Report 85-10, Darmstadt, 1985. P. 197—236.
128. Aichelin J., Bertsch G. //Phys. Rev. C. 1985. Vol. 31. P. 1730—1738.
129. Malfliet R. //Phys. Rev. Lett. 1984. Vol. 53. P. 2386—2389.
130. Randrup J. //Nucl. Phys. A. 1979. Vol. 314. P. 429—453.
131. Knoll J., Randrup J. //Nucl. Phys. A. 1979. Vol. 324. P. 445—463.
132. Gustafsson H.A., Gutbrod H.H., Kolb B. e.a. //Phys. Lett. B. 1984. Vol. 142. P. 141—144.
133. Didenko L.A., Grishin V.G., Kowalski M. e.a. JINR Communication E1-84-54, Dubna, 1984.
134. Gelbke C.K. //Local Equilibrium in Strong Interaction Physics (LISIP 1)/ Ed. by D.K. Scott, P.M. Weiner, Word Scientific Publ. Comp., 1985. P. 307—327.
135. Stöcker H., Gyulassy M., Boguta J. //Phys. Lett. B. 1981. Vol. 103. P. 269—271.
136. Glendenning N.K., Karant Y.I. //Phys. Rev. C. 1980. Vol. 21. P. 1501—1515.
137. Nagamiya S., Lemaire M.C., Moeller E. e.a. //Phys. Rev. C. 1981. Vol. 24. P. 971—1009.
138. Nagamiya S. //Nucl. Phys. A. 1984. Vol. 418. P. 239 c — 266 c.
139. Anikina M., Golokhvastov A., Iovchev K. e.a. //Proc. 7th High Energy Heavy Ion Study, GSI-Report 85-10, Darmstadt, 1985. P. 829—837.

140. Pochnodzalla J., Friedman W.A., Gelbke C.K. e.a. //Phys. Lett. B. 1985. Vol. 161. P. 275—279.
141. Jacak B.V., Westfall G.D., Gelbke C.K. e.a. //Phys. Rev. Lett. 1983. Vol. 51. P. 1846—1849.
142. Копылов Г. И., Подгорецкий М. И. //ЯФ. 1972. Т. 15. С. 392—399.
143. Korylov G.I. //Phys. Lett. B. 1974. Vol. 50. P. 472—474.
144. Hanbury-Brown R., Twiss K.Q. //Nature. 1956. Vol. 178. P. 1046—1048.
145. Ледниcki P., Подгорецкий М. И. //ЯФ. 1979. Т. 30. С. 837—844.
146. Yano K.B., Koonin S.E. //Phys. Lett. B. 1978. Vol. 78. P. 556—559.
147. Biyajima M. //Phys. Lett. B. 1980. Vol. 92. P. 193—198.
148. Koonin S.E. //Phys. Lett. B. 1977. Vol. 70. P. 43—47.
149. Ледниcki P., Любошиц В. Л., Подгорецкий М. И. //ЯФ. 1983. Т. 38. С. 251—260.
150. Biyajima M. //Phys. Lett. B. 1983. Vol. 132. P. 299—303.
151. Zajc A., Bistirlich J.A., Bossingham R.R. e.a. //Phys. Rev. C. 1984. Vol. 29. P. 2173—2187.
152. Bartke J., Kowalski M. //Phys. Rev. C. 1984. Vol. 30. P. 1341—1342.
153. Fung S.Y., Gorn W., Kierman G.P. e.a. //Phys. Rev. Lett. 1978. Vol. 41. P. 1592—1594.
154. Beavis D., Fung S.Y., Gorn W. e.a. //Phys. Rev. C. 1983. Vol. 27. P. 910—913.
155. Beavis D., Chu S.Y., Fung S.Y. e.a. //Phys. Rev. C. 1983. Vol. 28. P. 2561—2564.
156. Агакишев Г. Н., Армутлийски Д., Ахабабян Н. и др. //ЯФ. 1984. Т. 39. С. 543—547.
157. Akhababian N., Bartke J., Grishin V.G., Kowalski M. JINR Communication E1-83-670, Dubna, 1983.
158. Zarbaksh F., Sagle A.L., Brochard F. e.a. //Phys. Rev. Lett. 1981. Vol. 46. P. 1268—1270.
159. Gustafsson H. A., Gutbord H.H., Kolb B. e.a. //Phys. Rev. Lett. 1984. Vol. 53. P. 544—547.
160. Nagamiya S. //High Energy Nucl. Physics, 6th Balaton Conf. on Nucl. Phys./Ed. by J. Erö, 1983. P. 329—352.
161. Lemaire M.C., Nagamiya S., Schnetzer S. e.a. //Phys. Lett. B. 1979. Vol. 85. P. 38—42.
162. Gutbrod H.H., Sandoval A., Johanson P.J. e.a. //Phys. Rev. Lett. 1976. Vol. 37. P. 667—670.
163. Mekjian A.Z. //Phys. Rev. Lett. 1977. Vol. 38. P. 640—643.
164. Авдейчиков В.В., Горшкова Н.Л., Жидков Н.К. и др. Сообщение ОИЯИ 1-84-491. Дубна, 1984.
165. Chitwood C.B., Aichelin J., Boal D.H. e.a. //Phys. Rev. Lett. 1985. Vol. 54. P. 302—305.
166. Jacak B.V., Fox D., Westfall G.D. //Phys. Rev. C. 1985. Vol. 31. P. 704—706.
167. Stöcker H. //J. Phys. G. 1984. Vol. 10. P. L111—L117.
168. Siemens P., Kapusta J. //Phys. Rev. Lett. 1979. Vol. 43. P. 1486—1489.
169. Bertsch G., Cugnon J. //Phys. Rev. C. 1981. Vol. 24. P. 1514—1520.
170. Gudima K.K., Toneev V.D., Röpke G., Schulz H. //Phys. Rev. C. 1985. Vol. 32. P. 1605—1611.
171. Kapusta J., Strottman D. //Phys. Rev. C. 1981. Vol. 23. P. 1282—1285.
172. Mishustin I. N., Myhrer F., Siemens P.J. //Phys. Lett. B. 1980. Vol. 95. P. 361—364.
173. Knoll J., Münchow L., Röpke G., Schulz H. //Phys. Lett. B. 1982. Vol. 112. P. 13—16.
174. Gutbrod H.H., Löhner H., Poskanzer A.M. e.a. //Phys. Lett. B. 1983. Vol. 127. P. 317—321.
175. Doss K.G.R., Gustafsson H.A., Gutbrod H.H. e.a. //Phys. Rev. C. 1985. Vol. 32. P. 116—123.

176. Sato H., Yazaki K. // Phys. Lett. B. 1981. Vol. 98. P. 153—157.  
 177. Mekjian A.Z. // Phys. Rev. C. 1978. Vol. 17. P. 1051—1071.  
 178. Kapusta J. // Phys. Rev. C. 1980. Vol. 21. P. 1301—1310.  
 179. Cugnon J., L'Hote D. // Proc. 7th High Energy Heavy Ion Study. GSI-Report 85-10, Darmstadt, 1985. P. 253—274.  
 180. Schulz H., Röpke G., Toneev V.D., Gudima K.K. // Phys. Rev. C. 1986. Vol. 33. P. 1095—1097.  
 181. Stock R., Bock R., Brockman R. e.a. // Phys. Rev. Lett. 1982. Vol. 49. P. 1236—1239.  
 182. Danielewicz P., Odyniec G. // Phys. Lett. B. 1985. Vol. 157. P. 146—150.  
 183. Molitoris J.J., Stöcker H. // Phys. Lett. B. 1985. Vol. 162. P. 47—54.  
 184. Gustafsson H.A., Gutbrod H.H., Kolb B. e.a. // Phys. Rev. Lett. 1984. Vol. 52. P. 1590—1593.  
 185. Ritter H.G., Doss K.G.R., Gustafsson H.A. e.a. // Proc. 7th High Energy Heavy Ion Study, GSI-Report 85-10, Darmstadt, 1985. P. 67—80.  
 186. Kiselev S.M. // Phys. Lett. B. 1985. Vol. 154. P. 247—251.  
 187. Kruse H., Jacak B.V., Stöcker H. // Phys. Rev. Lett. 1985. Vol. 54. P. 289—292.  
 188. Molitoris J.J., Stöcker H. // Proc. 7th High Energy Heavy Ion Study, GSI-Report 85-10, Darmstadt, 1985. P. 197—236.  
 189. Cugnon J., L'Hote D. // Phys. Lett. B. 1984. Vol. 149. P. 35—41.  
 190. Kitazoe Y., Furutani H., Toki H. e.a. // Phys. Rev. Lett. 1984. Vol. 53. P. 2000—2003.  
 191. Sano M., Gyulassy M., Wakai M., Kitazoe Y. // Phys. Lett. B. 1985. Vol. 156. P. 27—32.  
 192. Shuryak E.V. // Phys. Repts. 1980. Vol. 61. P. 71—158.  
 193. Rafelski J., Hagedorn R. // Stat. Mechanics of Quarks and Hadrons/Ed. by H. Satz. Amsterdam, North Holland Comp., 1981. P. 253—272.  
 194. Myers W.D. // Nucl. Phys. A. 1978. Vol. 296. P. 177—188.  
 195. Gosset J., Kapusta J., Westfall G.D. // Phys. Rev. C. 1978. Vol. 18. P. 844—855.  
 196. Gudima K.K., Toneev V.D. // High Energy Nucl. Physics, 6th Balaton Conf. on Nucl. Phys./Ed. by J. Erö, 1983. P. 423—432.  
 197. Гудима К. К., Тонеев В. Д. // ЯФ. 1985. Т. 42. С. 645—657.  
 198. Hagedorn R., Ranft J. // Suppl. Nuovo simento. 1968. Vol. 6. P. 169—310.  
 199. Гудима К. К., Тонеев В. Д. // Тр. VII международного семинара по проблемам физики высоких энергий, Д1, 2-84-599, Дубна, 1984. С. 567—576.  
 200. Cugnon J., Lombard R.M. // Nucl. Phys. A. 1984. Vol. 422. P. 635—654; Phys. Lett. B. 1984. Vol. 134. P. 392—396.  
 201. Barz H.W., Iwe H. // Phys. Lett. B. 1984. Vol. 143. P. 55—59.  
 202. Schnetzer S., Lemaire M.-C., Lombard R. e.a. // Phys. Rev. Lett. 1982. Vol. 49. P. 989—992.  
 203. Asai F., Sato H., Sano M. // Phys. Lett. B. 1981. Vol. 98. P. 19—20.  
 204. Randrup J., Ko C.M. // Nucl. Phys. A. 1980. Vol. 343. P. 519—544; Addendum Nucl. Phys. A. 1983. Vol. 411. P. 537—540.  
 205. Ko C.M. // Phys. Rev. C. 1981. Vol. 23. P. 2760—2762; 1984. Vol. 29. P. 2169—2172.  
 206. Shor A., Ganczer K., Abachi S. e.a. // Phys. Rev. Lett. 1982. Vol. 48. P. 1597—1600; Errata. 1983. Vol. 51. P. 616.  
 207. Harris J.W., Sandoval A., Stock R. e.a. // Phys. Rev. Lett. 1981. Vol. 47. P. 229—232.  
 208. Иовчев К., Канарек Т., Кладницкая Е. Н. и др. // ЯФ. 1985. Т. 42. С. 194—199.  
 209. Армутлийски Д. А., Богданович Е., Гаспарян А. П. и др. Сообщение ОИЯИ Р1-85-220, Дубна, 1985.  
 210. Anikina M., Gazdzicki M., Golochvastov A. e.a. // High Energy Nucl. Physics, 6th Balaton Conf. on Nucl. Phys./Ed. by J. Erö, 1983. P. 433—438.  
 211. Collins J., Perry M. // Phys. Rev. Lett. 1975. Vol. 34. P. 1353—1356.

212. Chodos A., Jaffe R.L., Johnson K. e.a. // Phys. Rev. D. 1974. Vol. 9. P. 3471—3494.
213. Kapusta J. // Nucl. Phys. B. 1979. Vol. 148. P. 461—498.
214. Kalashnikov O. K., Klimov V.V. // Phys. Lett. B. 1979. Vol. 88. P. 328—330.
215. Cleymans J., Gavai R.V., Suhonen E. // Phys. Repts. 1986. Vol. 130. P. 217—292.
216. Kämpfer B., Schulz H., Horowitz C.J. // Ann. Phys. 1985. Vol. 41. P. 291—297.
217. Chin S.A. // Phys. Lett. B. 1978. Vol. 78. P. 552—555.
218. Kuti J., Lukacs B., Polonyi J., Szlachnyi K. // Phys. Lett. B. 1980. Vol. 95. P. 75—79.
219. Suhonen E., Turunen E., Dixit V.V. // Z. Phys. C. 1984. Vol. 22. P. 179—184.
220. Hagedorn R., Rafelski J. // Phys. Lett. B. 1980. Vol. 97. P. 136—142.
221. Dixit V.V., Satz H., Suhonen E. // Z. Phys. C. 1982. Vol. 14. P. 275—278.
222. Gorenstein M.I., Petrov V.V., Zinovjev G.M. // Phys. Lett. B. 1981. Vol. 106. P. 327—330.
223. Olive K.A. // Nucl. Phys. B. 1982. Vol. 198. P. 461—473.
224. Bernard C. // Phys. Rev. D. 1974. Vol. 9. P. 3312—3320.
225. Shuryak E.V. // Phys. Repts. 1984. Vol. 115. P. 151—314.
226. Макеенко Ю.М. // УФН. 1984. Т. 143. С. 161—212.
227. Engels J., Karsch F., Montvay I., Satz H. // Phys. Lett. B. 1981. Vol. 101, P. 89—94; Nucl. Phys. B. 1982. Vol. 205. P. 545—577.
228. Celik T., Engels J., Satz H. // Phys. Lett. B. 1983. Vol. 129. P. 323—327.
229. Gorenstein M.I., Mogilevski O.A., Petrov V.K., Zinoviev G.M. // Z. Phys. C. 1983. Vol. 18. P. 13—16.
230. Горенштейн М. И., Зиновьев Г. М. // Гр. VII международного семинара по проблемам физики высоких энергий, Д1, 2-84-599, Дубна, 1984, С. 521—530.
231. Celik T., Engels J., Satz H. // Report BI-TP 84/09, Bielefeld, 1984. P. 16.
232. Bjorken J.D. // Phys. Rev. D. 1983. Vol. 27. P. 140—151.
233. Kajantie K., McLerran L. // Nucl. Phys. B. 1984. Vol. 124. P. 261—284.
234. Gyulassy M., Matsui T. // Phys. Rev. D. 1984. Vol. 29. P. 419—425.
235. Burnett T.H., Dake S., Fuki M. e.a. // Phys. Rev. Lett. 1983. Vol. 50. P. 2062—2065; Proc. 7th High Energy Heavy Ion Study, GSI-Report 85-10, Darmstadt, 1985. P. 317—328.
236. McLerran L. // Local Equilibrium in Strong Interaction Physics (LESIP 1)/ Ed. by D.K. Scott, R.M. Weiner, World Scientific, 1985. P. 70—89.
237. Baym G., Friman B.L., Blaizot J.P. e.a. // Nucl. Phys. A. 1983. Vol. 407. P. 541—570.
238. Kajantie K., Raitio P., Ruuskanen P.V. // Nucl. Phys. B. 1983. Vol. 222. P. 152—188.
239. Shuryak E.V. // Phys. Lett. B. 1978. Vol. 78. P. 150—153.
240. Kajantie K., Miettinen H. // Z. Phys. C. 1981. Vol. 9. P. 341—345; 1982. Vol. 14. P. 357—362.
241. Domokos G., Goldman J.I. // Phys. Rev. D. 1981. Vol. 23. P. 203—213.
242. Domokos G. // Phys. Rev. D. 1983. Vol. 28. P. 123—129.
243. McLerran L.D., Toimela T. // Phys. Rev. D. 1985. Vol. 31. P. 545—563.
244. Van Hove L. // Phys. Lett. B. 1983. Vol. 118. P. 138—140.
245. Biro T.S., Zimanyi J. // Nucl. Phys. A. 1983. Vol. 395. P. 525—538.
246. Rafelski J., Müller B. // Phys. Rev. Lett. 1982. Vol. 48. P. 1066—1069.
247. Van Hove L. // Z. Phys. C. 1983. Vol. 21. P. 93—98.
248. Gyulassy M., Kajantie K., Kuski-Suonio H., McLerran L.D. // Nucl. Phys. B. 1984. Vol. 237. P. 477—501.