

ПРИРОДА

№ 2, 2000 г.

В.А. Карнаухов

Горячие ядра и фазовый переход жидкость - газ в ядерном веществе

(с) "Природа"

*Использование или распространение этого материала
в коммерческих целях
возможно лишь с разрешения редакции*



Образовательный сетевой выпуск
VIVOS VOCO! - ЗОВУ ЖИВЫХ!

<http://www.accessnet.ru/vivovoco>

Горячие ядра и фазовый переход жидкость—газ в ядерном веществе

В.А.Карнаухов

Атомное ядро было открыто в 1911 г. Э.Резерфордом при изучении рассеяния альфа-частиц в тонкой золотой фольге. Анализ движения частиц показал, что они взаимодействуют с совершенно необычными объектами; размер последних составляет несколько ферми¹ (это в десятки тысяч раз меньше атомного), а плотность вещества в них поражает воображение — сотни миллионов тонн в кубическом сантиметре. В последующие четверть века была создана новая теория — квантовая механика, которая стала основой для описания свойств атомов и ядер. Однако вскоре Н.Бор, К.Вейцзеккер, Я.И.Френкель и др. развили так называемую капельную модель ядра, построенную на аналогии между ядром и обычной жидкостью.

О ядерной жидкости

В этой модели ядро представляется как заряженная капля (ферми-жидкость), имеющая поверхностное натяжение и очень высокий коэффициент упругости. При бомбардировке

Виктор Александрович Карнаухов, доктор физико-математических наук, профессор, главный научный сотрудник Лаборатории ядерных проблем Объединенного института ядерных исследований (Дубна). Область научных интересов — протонный распад радиоактивных ядер, ядерные реакции под действием тяжелых ионов, пионный конденсат, ядерная мультифрагментация. Лауреат Государственной премии СССР (1975).



частицами и их поглощении ядерная капля нагревается. Степень нагрева характеризуется температурой (T), измеряемой в мегаэлектронвольтах² (МэВ). При захвате медленного нейтрона ядро нагревается до $T \approx 0.5$ МэВ. Нагретое ядро испаряет составляющие его нейтроны, протоны, альфа-частицы, испускает гамма-лучи. Спектр кинетических энергий вылетающих нейтронов определяется классическим распределением Максвелла, и средняя энергия испаряющихся ча-

стиц равна $3/2 T$. Это обстоятельство используется для нахождения температуры ядра. Энергия испаряющихся заряженных частиц больше, чем у нейтронов, за счет действия кулоновских сил отталкивания со стороны ядра.

В рамках капельной модели успешно описываются основные характеристики холодных ядер — масса, энергия связи, энергии отделения частиц, — дается объяснение процесса деления тяжелых ядер. Продолжение параллели между ядерным веществом и жидкостью наводит на мысль о возможности фазового перехода

паряет составляющие его нейтроны, протоны, альфа-частицы, испускает гамма-лучи. Спектр кинетических энергий вылетающих нейтронов определяется классическим распределением Максвелла, и средняя энергия испаряющихся ча-

¹ Один ферми (фм) равен 10^{-13} см.

© В.А.Карнаухов

² Один МэВ соответствует примерно 10^{10} К.

жидкость—газ в ядре.

Физическим основанием аналогии между ядерным веществом и классической жидкостью служит то, что молекулярные и ядерные силы сходным образом зависят от расстояния. Молекулы, сближаясь, испытывают притяжение, которое затем сменяется отталкиванием (силы Ван-дер-Ваальса). Ядерные силы ведут себя аналогично, хотя и в совершенно ином масштабе энергий и расстояний. В результате “уравнения состояния” ядерной и обычной жидкостей получаются весьма похожими³. Удивительная универсальность законов природы! Это иллюстрирует рис.1. Здесь приведены изотермы — зависимости давления от объема (или обратной плотности) при постоянной температуре для газа

Ван-дер-Ваальса и ядерного вещества (связанного так называемыми силами Скирма). Столь различные системы представлены на одном рисунке благодаря тому, что давление, объем и температура выражены в безразмерных величинах — в виде отношений к критическим значениям: P_c , $V_c=1/\rho_c$ (ρ_c — критическая плотность), T_c . Для упрощения рисунка показаны только изотермы для температур от $0.5 T_c$ до $1.5 T_c$. Жидкой фазе соответствуют резко идущие вниз участки изотерм в левой части рисунка, причем минимум по давлению при данной температуре глубже для классической жидкости, сжимаемость которой меньше. Газовой фазе отвечает правая часть рисунка, где давление плавно падает с увеличением объема. Средняя изо-

терма соответствует критической температуре T_c для перехода жидкость—газ. При ее достижении поверхностное натяжение исчезает, система становится однофазной — газовой. Для ядерного вещества $T_c=15—20$ МэВ, или $\approx 2 \cdot 10^{11}$ К.

Теперь обратим внимание на те участки изотерм, где давление растет с увеличением объема (отрицательная сжимаемость). Область, которая охватывает эти участки изотерм, называется спиновальной, плотность вещества здесь значительно ниже, чем у жидкости. Для этого состояния характерна фазовая нестабильность системы. Случайные флуктуации плотности приводят к тому, что однородная система практически мгновенно разваливается на смесь двух фаз — капельки жидкости, окруженные газом.

Может ли ядро оказаться в спиновальной области? Если его достаточно нагреть, оно попадет в область фазовой нестабильности, расширяясь под действием теплового давления и перемещаясь по фазовой диаграмме так, как показано на рис.2. Быстрый распад системы на две фазы означает образование капелек, окруженных газом (нуклонами, альфа-частицами). Эти ядерные капельки называются фрагментами промежуточной массы (ФПМ), к ним относятся легкие элементы от лития ($Z=3$) до кальция ($Z=20$). Образовавшаяся многотельная система разлетается под действием кулоновских сил. Происходит распад ядра взрывного типа — мультифрагментация. Спокойный процесс испарения, характерный для “теплых” ядер (с меньшими энергиями возбуждения) сменяется бурным выкипанием ядерной жидкости. Таким образом, из теории следует, что ядерная мультифрагментация есть проявление фазового перехода жидкость—газ в ядерном веществе. Но это предсто-

я л о

³ Jaqaman Y. et al. // Phys. Rev. C. 1983. V.27. P.2782.

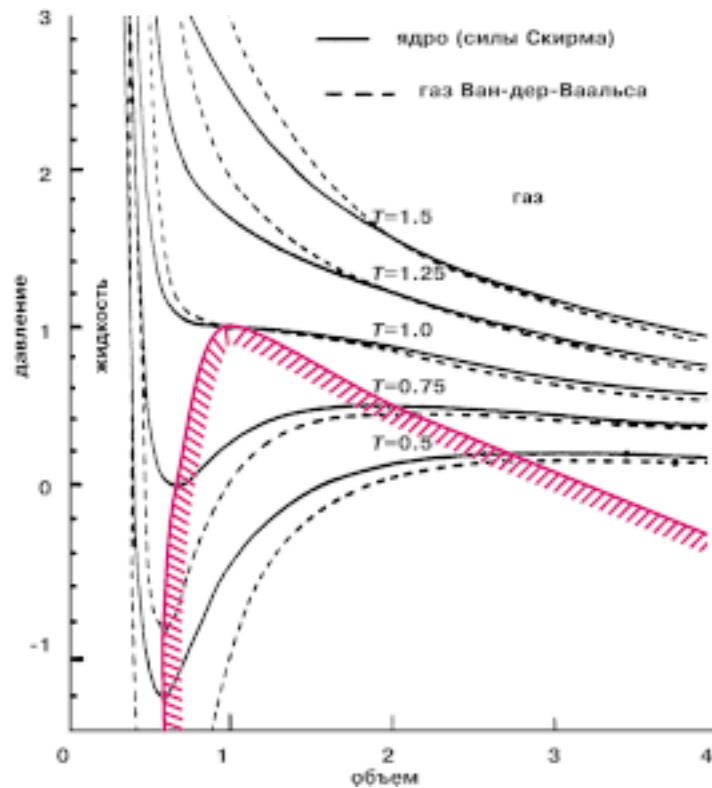


Рис.1. Изотермы, рассчитанные для ядерного вещества (сплошные линии) и системы классическая жидкость—газ (штриховые линии). Давление и объем даны в единицах критических значений. Цветом выделена область фазовой нестабильности (спиновальная область).

продемонстрировать экспериментально.

Ядерная фрагментация и мультифрагментация

Реакция ядерной фрагментации была открыта еще до войны в опытах с космическими лучами, которые проводились в Советском Союзе (И.И.Гуревич и др.) и в Германии (Э.Шоппер). Она казалась удивительной: при соударении частиц очень высокой (релятивистской) энергии с мишенью (ядра Ag и Vg в фотоэмульсии) вылетали относительно медленные легкие ядра. В 50-х годах ядерная фрагментация была обнаружена в экспериментах на ускорителях⁴, дававших пучки протонов с энергией в несколько сотен МэВ.

С тех пор это явление неспешно исследовалось в течение трех десятков лет, однако механизм процесса оставался непонятым. Ситуация кардинально изменилась в начале 80-х годов, когда опять-таки с помощью техники фотоэмульсий было обнаружено⁵ множественное испускание ядрами фрагментов промежуточной массы. Последние облучались пучками ядер ¹²C, ускоренных до 1032 МэВ на синхротроне Международного института ЦЕРН в Женеве. После этого появилась серия работ, где развивалась идея связи процесса множественной эмиссии фрагментов с фазовым переходом жидкость—газ в ядерном веществе, и последовал настоящий бум в данной области исследований как среди экспериментаторов, так и теоретиков⁶. В различных лабораториях мира было создано около дюжины сложных, многодетекторных установок, специально

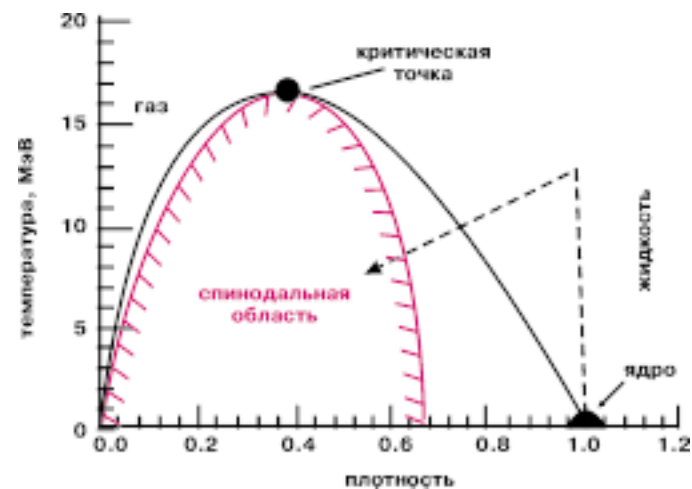


Рис.2. Теоретическая фазовая диаграмма для ядерного вещества. Плотность дана в единицах нормальной ядерной плотности (0.17 нуклонов/фм³). Показан путь (штриховая стрелка), по которому горячее ядро, расширяясь, попадает в спиновальную область (выделенную цветом).

предназначенных для изучения этого процесса. Многотельный характер распада горячих ядер обусловил необходимость работать, как говорят, в 4π-геометрии, когда одновременно регистрируются частицы, вылетающие из ядра в любом направлении. Современные ускорители дают практически неограниченные возможности для получения пучков заряженных частиц с различными массами и энергиями — протонов, ядер гелия, тяжелых ионов. Здесь мы подходим к вопросу о том, какие ускоренные пучки наиболее адекватны задаче изучения термодинамики горячих ядер.

Как готовить горячие ядра?

В последнее время для этой цели широко использовались реакции, вызванные пучками тяжелых ионов (от углерода до золота) с энергиями в десятки и сотни МэВ на нуклон⁷. Поэто-

му именно на ускорителях тяжелых ионов и развернулись вначале эти работы. Однако нагрев ядра тяжелыми ионами сопровождается значительным сжатием ядра, его сильным вращением и деформацией. В результате только часть энергии, поглощаемой ядром, превращается в тепловую. Возбуждение коллективных степеней свободы сказывается на распаде горячего ядра и затрудняет получение информации о его термодинамических характеристиках.

Картина становится значительно проще, если в качестве бомбардирующей частицы использовать легкое ядро (протон, гелий), разогнанное до высокой энергии⁸ (в несколько тысяч МэВ). Процесс нагрева ядра-мишени можно проиллюстрировать простой механической моделью, показанной на рис.3, который заимствован нами из статьи Н.Бора⁹. Ядро представлено в виде углубления, наполненного шарами-нуклонами. Если снаружи в эту

⁴ Ложкин О.В., Перфилов Н.А. // ЖЭТФ. 1956. Т.31. С.913

⁵ Jacobson B. et al. // Z. Phys. A. 1982. V.307. P.293.

⁶ Bondorf J.J. et al. // Phys. Rep. 1995. V.257. №3. P.134.

⁷ Schüttauf A. et al. // Nucl. Phys. A. 1996. V.607. P.457; Reisdorf W. et al. // Ibid. 1997. V.612. P.493.



Рис.3. Механическая модель Н.Бора, демонстрирующая, как ускоренная частица взаимодействует с нуклонами ядра, вызывая его нагрев.

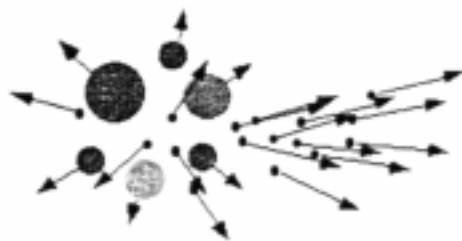


Рис.4. Картина соударения быстрого протона с ядром, в результате чего вперед вылетают “каскадные” частицы, а разогретый остаток разваливается с испусканием нуклонов и фрагментов.

тарелку направить еще один шар, он испытает серию упругих соударений, теряя энергию. В результате возникает так называемый внутриядерный каскад последовательных соударений, в который будет вовлечено много шаров. Часть из них приобретет достаточно большую энергию, чтобы вылететь наружу, но часть не сможет преодолеть подъем на выходе из углубления. Таким образом, какая-то доля начальной энергии задержится в ядре и будет равномерно распределена по всем оставшимся в нем нуклонам. Использование релятивистских легких частиц — уникальный способ получения горячих ядер, энергия возбуждения которых практически целиком тепловая. Это обеспечивает наиболее чистые условия для изучения ядерной термодинамики при высоких температурах. Именно такой способ нагрева был выбран в Дубне, чтобы изучить “тепловую мультифрагментацию”, когда сжатием и вращением возбужденного ядра можно пренебречь.

Рис.4 иллюстрирует картину взаимодействия быстрого протона с тяжелым ядром, в результате чего вперед вылетают “каскадные” частицы, а разогретое ядро-остаток развалива-

ется, испуская в разные стороны нуклоны и фрагменты.

Установка “Фаза”

Для изучения данных процессов была создана многодетекторная установка “Фаза”, имеющая 4π-геометрию. Уста-

новка размещается на пучке синхрофазотрона Объединенного института ядерных исследований — знаменитого ускорителя, построенного более сорока лет назад под руководством академика В.И.Векслера. После существенных усовершенствований синхрофазотрон и по сей день обеспечивает возможность проведения конкурентоспособных исследований в области релятивистской ядерной физики, давая пучки протонов с энергией до 8 ГэВ и более тяжелых частиц с энергией до 4 ГэВ на нуклон. Сейчас в стадии наладки (в том же здании) — новый сверхпроводящий ускоритель “Нуклотрон”, характеристики пучков которого значительно расширяют возможности для экспериментальных исследований, проводимых в Лаборатории высоких энергий ОИЯИ под научным руководством академика А.М.Балдина.

Вакуумная камера установки “Фаза” (рис.5) имеет сферическую геометрию. В центре

находится мишень из золота толщиной в 0.5 мкм. Золото — популярный материал для мишени благодаря его химической чистоте и возможности изготовить из него очень тонкую фольгу. А столь тонкая мишень необходима, чтобы не исказить энергетический спектр фрагментов, имеющих небольшой пробег в веществе.

Вокруг мишени расположены детекторы двух типов:

— пять телескопов—спектрометров, в которых с помощью ионизационной камеры определяется $\Delta E/\Delta x$ — удельная ионизация частицы¹⁰, вылетающей из мишени. За камерой располагается полупроводниковый детектор, измеряющий полную энергию частицы E . Зная $\Delta E/\Delta x$

и E , можно однозначно найти заряд частицы Z (т.е. тип регистрируемого фрагмента, его порядковый номер).

— 64 сцинтилляционных счетчика с пленками CsI(Tl) (толщиной 50 мкм) составляют детектор множественности ФПМ, который одновременно определяет и число, и пространственное распределение фрагментов. “Слово”, описывающее событие, состоит из 138 закодированных амплитуд сигналов от сцинтилляционных счетчиков и телескопов, т.е. по существу измеряется 138-мерный спектр. Вся информация

¹⁰ Карнаухов В. А. и др. // Ядерная физика. 1999. Т.62. №2. С.272.

⁹ Bohr N. // Science. 1937. V.86. №2225. P.161.

Рис.5. Установка "Фаза" на пучке синхрофазотрона в Дубне.

Фото Ю. А. Туманова

записывается в память ЭВМ для последующего анализа и обработки.

Исследования на установке "Фаза" проводятся международной коллаборацией, в которую кроме сотрудников ОИЯИ входят ученые из:

— РНЦ "Курчатовский институт"; Института ядерных исследований (Москва);

— Института ядерной физики Технического университета (Дармштадт, Германия);

— Института ядерной физики им.Х.Ниеводничанского (Краков, Польша);

— Университета штата Айова (Айова, США).

Первые же эксперименты показали, что при соударении с золотой мишенью протонов, обладающих энергией более 2 ГэВ, наблюдается множествен-

ная эмиссия фрагментов.

Какова плотность ядра, испускающего фрагменты?

Действительно ли горячее ядро под действием теплового давления расширяется, попадает в область фазовой неустойчивости и только после этого распадается на фрагменты? Чтобы ответить на вопрос, измерялась относительная скорость $v = v_1 - v_2$ фрагментов, регистрируемых в один и тот же момент времени (их называют "совпадающими"), но в противоположных направлениях. Что же влияет на эту скорость? Расчеты показывают, что на 80% энергия фрагментов определяется их ускорением в кулоновском поле ядерной системы и только 20% связано с тепловым движением. Поэтому относительная скорость фрагментов чувствительна к конфигурации системы в момент развала.

Чем меньше плотность системы (т.е. чем больше размер), тем меньше каждая из скоростей.

В верхней части рис.6 представлены два возможных варианта испускания фрагментов: испарение с поверхности ядра с нормальной плотностью (справа) и объемный развал расширенной системы (слева). Результаты измерений показывают, что распределение фрагментов по относительной скорости смещено в сторону меньших значений от ожидаемого для поверхностной эмиссии ядром с нормальной плотностью (изображенного штриховой кривой на рисунке). Количественный анализ здесь не прост. Вначале рассчитывается быстрая стадия реакции, когда бомбардирующая частица, соударяясь с нуклонами ядра, вызывает каскад вторичных частиц, среди которых нуклоны, возбужденные нуклоны и π -мезоны. Часть вторичных частиц

¹⁰ Удельная ионизация — это величина потери энергии заряженной частицы на единице пути в результате взаимодействия с электронами среды. Она пропорциональна квадрату заряда частицы и обратно пропорциональна квадрату ее скорости.

сразу вылетает из ядра, а часть их поглощается, нагревая ядро-остаток. Далее по статистической модели ядра рассчитываются все возможные варианты развала ядерного остатка. Третья стадия анализа — многотельный расчет кулоновских траекторий всех заряженных частиц, образовавшихся в данном событии. В результате получают скорости, энергии и углы разлета всех заряженных частиц, что уже можно сравнить с экспериментом. (Ситуация, похожая на задачу криминалиста, который реконструирует обстоятельства катастрофы по обломкам.) Один из параметров расчета — плотность ядра в момент развала, которая и определяется из такого сравнения. В результате найде-

но, что эмиссия фрагментов происходит после того, как горячее ядро расширяется (за счет теплового давления) в 3—4 раза. Аналогичный вывод получается и из анализа формы энергетического спектра фрагментов.

Таким образом, экспериментальные данные свидетельствуют: развал горячего ядра на фрагменты происходит после того, как оно, расширяясь, попадает в область фазовой неустойчивости. Этот вывод согласуется и с другим наблюдением, касающимся распределения фрагментов по заряду (или массе). Еще 30 лет назад М.Фишер показал, что при конденсации классической системы в спиноподобной области вблизи критической температу-

ры капельки по массе распределены в соответствии с простым степенным законом: $dN/dm \sim m^{-x}$, при этом $x = 2-3$. Степенной закон прекрасно описывает экспериментальные данные при $x \approx 2$, точно так же,

как и для классического вещества.

Тепловая мультифрагментация — новый тип распада горячих ядер

Какова временная шкала

процесса множественной эмиссии фрагментов? Это ключевой вопрос. Испускаются ли фрагменты независимо и последовательно (тогда это просто еще одно проявление уже известного испарения частиц из ядра), или это совершенно новый, взрывоподобный процесс — многотельный распад, когда фрагменты возникают практически одновременно? Ответ на этот вопрос получен в результате тонкого анализа распределения по относительному углу разлета генетически связанных (возникших в одном событии) фрагментов. Дело в том, что, разлетаясь, фрагменты отталкиваются друг от друга за счет электрического взаимодействия. Но это происходит только тогда, когда они испускаются почти одновременно. Если два фрагмента вылетают в одном и том же направлении, но независимо, т.е. в существенно различные моменты времени, их траектории не будут искажены. Если же эмиссия происходит примерно в одно и то же время, траектории разойдутся за счет взаимного отталкивания, и малые относительные углы будут наблюдаться редко. Степень подавления выхода пар с малым углом разлета зависит от величины временной сдвигки в

моментах появления фрагментов: чем меньше это время, тем

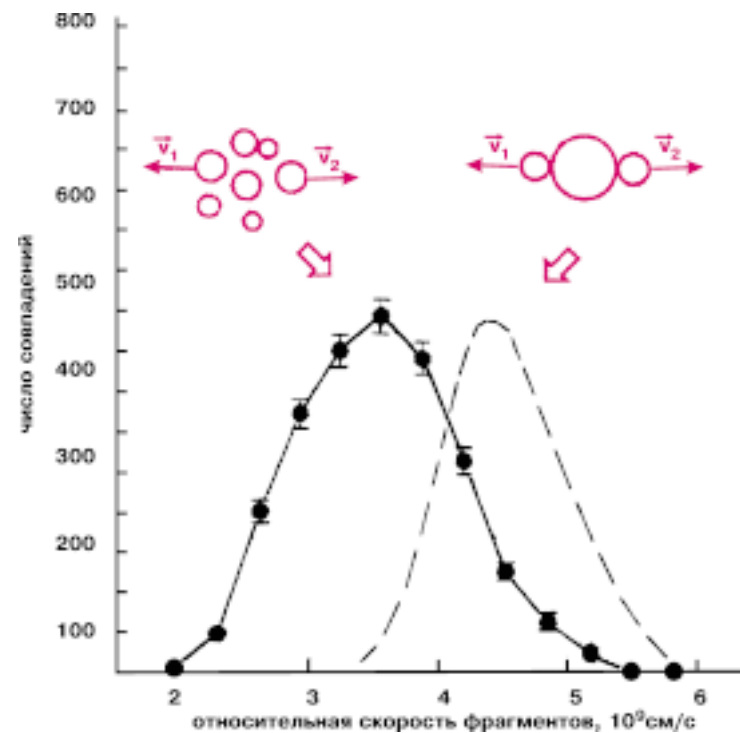


Рис.6. Распределение числа «совпадающих» фрагментов по их относительной скорости при взаимодействии пучка ${}^4\text{He}$ (14.6 ГэВ) с мишенью из золота. Проведенная по экспериментальным точкам сплошная кривая смещена в сторону меньших скоростей по сравнению со штриховой кривой, рассчитанной для эмиссии фрагментов с поверхности ядра. Различие указывает на «объемный» распад ядра после расширения примерно в 3 раза.

больше эффект подавления. Таким образом, мы имеем своеобразные часы для измерения очень коротких временных интервалов. На рис.7 показан результат¹¹ такого измерения для мультифрагментации в соударениях ${}^4\text{He}(14.6 \text{ ГэВ})+\text{Au}$. Глубокий минимум в области малых относительных углов — качественное свидетельство в пользу почти одновременной эмиссии фрагментов. Количественный анализ результатов делался по схеме, описанной в предыдущем разделе, но в качестве параметра расчета брались среднее время задержки между вылетом двух фрагментов (τ). Сплошная кривая отвечает $\tau=0$ (мгновенный распад).

Однако из-за конечной статистической точности измерений делается вывод, что $\tau \leq 2 \cdot 10^{-22}$ с.

Эта величина близка к ожидаемому среднему времени формирования фрагментов за счет флуктуаций плотности. И она существенно меньше характерного «кулоновского» времени $\tau_c \approx 10^{-21}$ с, за которое

фрагмент успевает так удалиться от источника, что эмиссия следующего может рассматриваться как независимая. Таким образом, доказано, что тепловая мультифрагментация — новый (многократный) тип распада возбужденных ядер в дополнение к ранее известным трем (радиационный распад, испарение частиц и деление). И этот экспериментальный результат полностью соответствует сценарию, по которому процесс развивается при попадании горячего ядра в область фазовой нестабильности в системе жидкость—газ.

Как сильно должно быть нагрето ядро, чтобы произошел этот процесс? Анализ экспериментальных данных показывает

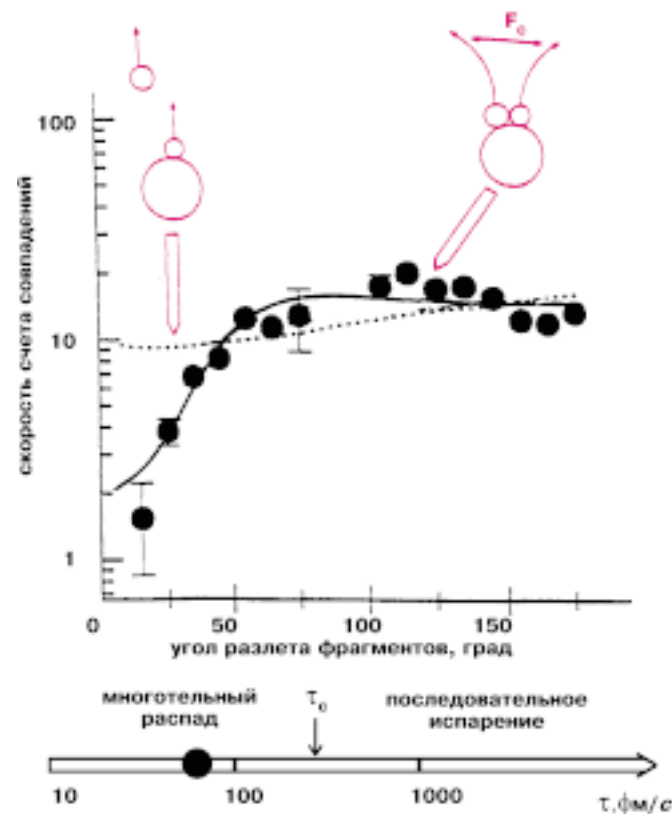


Рис.7. Распределение «совпадающих» фрагментов по углу разлета. Провал в области малых углов — следствие кулоновского расталкивания фрагментов, возникающих практически одновременно. Сплошная линия показывает расчет для этого случая. Шкала времени (внизу) дана в единицах $\text{фм}/\text{с} = 3 \cdot 10^{-24}$ сек (с — скорость света). Измеренное время задержки эмиссии соответствует многократному распаду, а не последовательному испарению.

ет: он происходит, если энергия возбуждения ядра превышает ≈ 500 МэВ, т.е. почти в 100 раз больше энергии, выделяющейся при захвате теплового нейтрона. При этом температура ядра достигает 6—7 МэВ. Наличие такого порога связано с тем, что тепловое давление внутри ядра должно быть достаточно большим, чтобы привести его в спиноподальную область.

Другие возможные фазовые переходы в ядре

Предполагаемая фазовая диаграмма ядерного вещества показана в координатах температура—плотность на рис.8. Последняя дана в единицах нормальной ядерной, и основному состоянию ядра отвечает точка при $T=0$ и плотности, равной 1. При уплотнении ядра более чем в 3 раза и температурах, не превышающих нескольких десятков МэВ, в соответствии с предсказаниями академика А.Б.Мигдала, возможно появление необычного состояния, в котором помимо нейтронов и протонов присутствует конденсат π -мезонов.

Ядерное вещество приобрета-

¹¹ Шмаков С. Ю. и др. // Ядерная физика. 1995. Т.58. №10. С.1735.

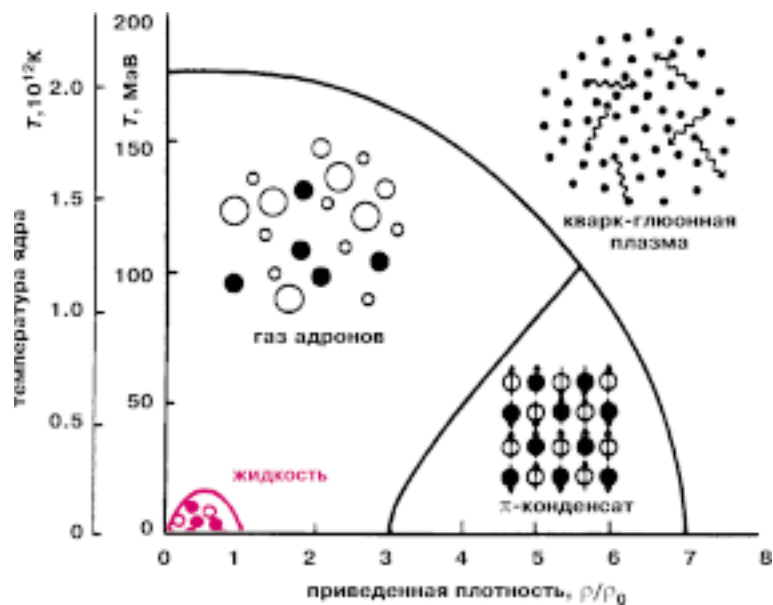


Рис.8. Предполагаемая полная фазовая диаграмма ядерного вещества с указанием линий переходов между различными фазами.

ет упорядоченную структуру, аналогичную кристаллической. Поиски сверхплотных ядер, которые по такой схеме могли бы образоваться при соударении ядер, пока не привели к успеху.

При еще больших плотностях и температурах возможен фазовый переход в кварк-глюонную плазму, когда кварки, входящие в состав барионов и мезонов, освобождаются и свободно перемещаются по всему объему ядра, обмениваясь глюонами. Поиски этого явления уже более 10 лет активно ведутся большими научными коллективами в ЦЕРНе (используются соударения Pb+Pb при энергиях до 200 ГэВ на один нуклон). Пока не получено достоверных доказательств наблюдения такого перехода.

На приведенной диаграмме область фазового перехода жидкость—газ занимает скромное место в левом нижнем углу. Можно услышать слова о меньшей степени “фундаментально-

сти” этого перехода. Если даже это и так, он тем не менее существует реально.

В заключение отметим астрофизический аспект рассмотренного явления. Во время катастрофического коллапса звездного материала, приводящего к взрыву сверхновой, ядерный газ конденсируется в жидкую фазу. В этом фазовом переходе образуется гигантское ядро — нейтронная звезда, объект с массой Солнца и радиусом порядка 10 км. У такого ядра много общего с обычным, атомным при температуре 5—10 МэВ. По плотности атомные ядра и нейтронные звезды близки, а свойства ядерной жидкости и звездной похожи. Различия — в размерах и составе: в ядре примерно в равной степени представлены нейтроны и протоны, в нейтронной звезде доминируют нейтроны. Ядерный фазовый переход жидкость—газ по существу тот же самый процесс,

который происходит внутри сверхновой, только идущий в обратном направлении. Поэтому изучение первого — уникальная возможность получить в лабораторных условиях информацию, весьма существенную для понимания динамики сверхновых.

Работа выполнялась при поддержке Российского фонда фундаментальных исследований Проекты 93-02-3755, 96-02-18952. ■