

**ОБЪЕДИНЕННЫЙ  
ИНСТИТУТ  
ЯДЕРНЫХ  
ИССЛЕДОВАНИЙ  
ДУБНА**

K 211

P7-87-558

**С.А.Карамян**

**ТЕМПЕРАТУРА СПЕКТРА  
И ДЛИТЕЛЬНОСТЬ ИСПУСКАНИЯ ЧАСТИЦ  
ПРИ ЭНЕРГИИ ВОЗБУЖДЕНИЯ  
ЯДРА БОЛЬШЕ 1 МэВ/нуклон**

Направлено в журнал "Ядерная физика"

**1987**

## ВВЕДЕНИЕ

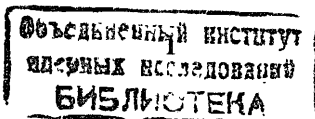
До недавнего времени энергия возбуждения ядра  $\approx 0,5$  МэВ/нуклон оценивалась как весьма высокая, и считался закономерным вопрос о возможности рассмотрения таких объектов как квазистационарных систем. В последние годы, после создания ускорителей тяжелых ионов на энергии  $20 \div 100$  МэВ/нуклон, неожиданно выявилось существование квазистационарных систем типа составного ядра с энергией возбуждения вплоть до 1 ГэВ и более  $/1-5/$ . Таким образом, появилась возможность изучать свойства этих объектов, в частности плотность уровней  $\rho(U)$ , температуру  $T(U)$  или, иначе говоря, уравнение состояния ( $U = f(T)$ ) ядра при больших возбуждениях. Время протекания ядерных реакций тесно связано  $/6/$  с функциями  $\rho(U)$ ,  $T(U)$  и, вероятно, наиболее чувствительно к изменению вида уравнения состояния ядра среди всех измеряемых величин.

В настоящей работе выполнен анализ новых экспериментальных результатов, продолжена систематика ядерной температуры  $T(U)$  в области значений  $U/A = 1 \div 5$  МэВ/нуклон, сделаны оценки длительности ядерных реакций в этой области и обсуждена новая возможность определения длительности реакции на основе измерения множественности частиц, испущенных до деления.

### I. ТЕМПЕРАТУРА ВЫСОКОВОЗБУЖДЕННЫХ ЯДЕР

Систематика температуры ядер в области энергии возбуждения  $U \leq 0,6 \cdot A$  МэВ была построена в  $/6,7/$  на основе анализа экспериментальных результатов по длительности реакций и по спектрам нейтронов, испускаемых в реакциях с  $\alpha$ -частицами и тяжелыми ионами. В работах  $/6,8/$  обсужден вопрос о поведении теплоемкости и температуры ядер при высокой энергии возбуждения и предложена функция  $T(U)$  вида:

$$T(U) = 2,22 (U/A)^{1/3} \quad \text{при} \quad U \leq U_{кр}, \quad (I)$$



$$T(U) = T(U_{кр}) + (U - U_{кр}) / (3A - 3), \text{ при } U > U_{кр}, \quad (2)$$

где критическая энергия возбуждения

$$U_{кр} = 3,31 \cdot A \text{ МэВ} \quad (3)$$

соответствует температуре, при которой удельная теплоемкость ядра достигает классического предела  $c_{lim} = 5,97 \text{ кал/г-град}$ . Представляет интерес на основе новых экспериментальных данных рассмотреть поведение ядерной температуры в области  $U \sim U_{кр}$  и сравнить его с предсказаниями модели ферми-газа и формулами (1-3).

В литературе используются разные варианты определения параметра температуры при описании, например, энергетических спектров частиц, и это вносит добавочный разброс в значения  $T$ . Поэтому для определенности будем обрабатывать данные единообразно, предполагая плотность уровней в виде  $\rho(U) = \text{const} \exp [U T^{-1}(U)]$  и форму спектра нейтронов по Вайскопфу, для которой средняя энергия равна  $\langle \epsilon \rangle = 2T$ . Перейдем теперь к анализу результатов нескольких экспериментов, описанных в литературе.

а) Измерение спектров нейтронов в реакции  $^{20}\text{Ne} + ^{165}\text{Ho}$  [1] при энергиях ионов 220, 292 и 402 МэВ

В эксперименте нейтроны регистрируются в совпадении с испарительным остатком или с осколком деления. Определены множественности и спектры предравновесной эмиссии нейтронов, пред- и постделительной эмиссии и равновесного испускания из составного ядра. Для анализа будем использовать только равновесные компоненты спектра, т.к. предравновесная эмиссия происходит прежде, чем энергия возбуждения распределится между всеми нуклонами системы. Интегрированием спектра определена средняя энергия и температура  $T = 0,5 \langle \epsilon \rangle$ . Значения  $T$  отличаются от полученных в оригинальной работе [1], т.к. авторы ее используют максвелловскую форму спектра, вычисляя температуру по Ле Кутеру и Лангу [9] при плотности уровней в модели ферми-газа с  $a = A/8$ . В нашем анализе использован безмодельный подход, полученные значения  $T$  соответствуют средней по каскаду энергии возбуждения, которая вычислена отдельно для пред-, постделительных нейтронов и нейтронов распада составного ядра. Полученные значения показаны в виде точек на систематике  $T(U)$  (рис. 1).

б) Измерение спектров протонов и  $\alpha$ -частиц в совпадении с осколками деления при взаимодействии  $^{12}\text{C}$  (720 МэВ) +  $^{232}\text{Th}$  [2]

Схема эксперимента позволяет выделить реакцию с почти полной передачей импульса (типа составного ядра), установить факт испускания заряженных частиц до деления из сильно возбужденной системы и измерить множественность, спектр и угловое распределение заряженных час-

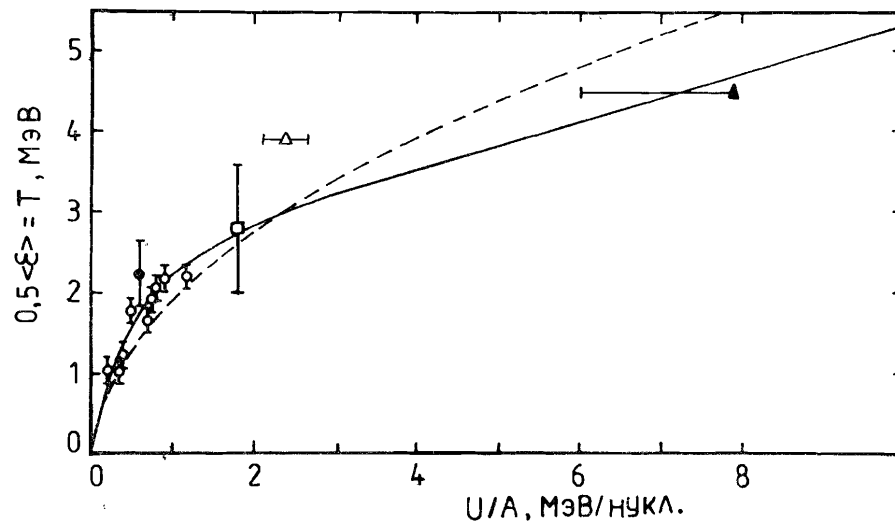


Рис. 1. Систематика температуры (или  $0,5 \langle \epsilon \rangle$ ) в зависимости от удельной тепловой энергии возбуждения ядра. Точки получены путем обработки экспериментальных результатов:  $\circ$  - [1],  $\Delta$  - [2],  $\square$  - [3],  $\bullet$  - [4],  $\blacktriangle$  - [5]. Сплошная линия - расчет по формулам (1-3) [6,7], штриховая - по Ле Кутеру и Лангу [9] при выборе температуры по ферми-газу с  $a = A/8$ .

тиц. Оказалось, что спектр носит явно испарительный характер, а средняя энергия частиц намного меньше, чем при инклюзивных измерениях в передней полусфере. Анализ спектров показан на рис. 2. Энергетическое распределение заряженных частиц записывалось в виде:

$$W(\epsilon) = \text{const} (\epsilon - k \cdot V_c) \exp - \epsilon/T, \quad (4)$$

где  $V_c$  - кулоновский барьер протона или  $\alpha$ -частицы,  $k$  - коэффициент, учитывающий понижение эффективной высоты барьера за счет его проницаемости. Величина  $k \cdot V_c$  выбиралась равной энергии, при которой выход на левом склоне спектра уменьшался в 2 раза по сравнению с максимумом. Параметр температуры определялся путем усреднения энергии по спектру  $T = 0,5 \langle \epsilon \rangle - k \cdot V_c$ . Рассчитанная форма спектра показана на рис. 2, она удовлетворительно воспроизводит экспериментальные результаты. Получены численные значения параметров:  $k = 0,65$  и  $0,87$ ;  $T = 4,1$  и  $3,7$  МэВ для протонов и  $\alpha$ -частиц соответственно. Средний результат

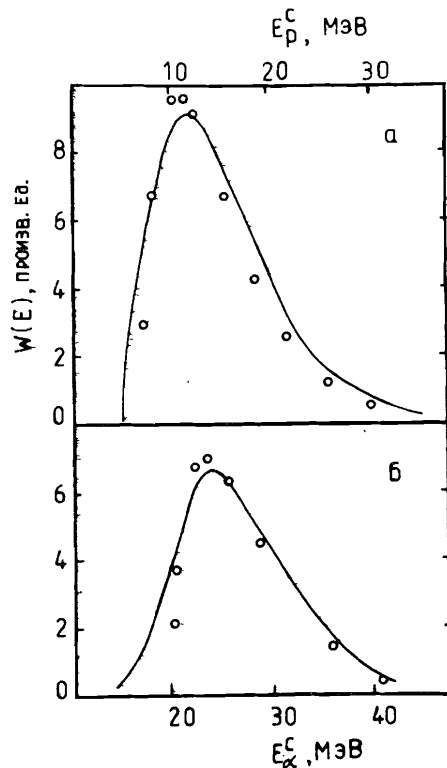


Рис. 2. Описание спектров протонов (а) и  $\alpha$ -частиц (б) в с.ц.и. для реакции  $^{12}\text{C}$  (720 МэВ) +  $^{232}\text{Th}$  при регистрации совпадений с осколками деления. Линия - эксперимент /2/, точки - расчет.

настоящего анализа включен в систематику рис. 1.

в) Измерение массового числа испарительного остатка в реакции  $^{40}\text{Ar}$  (1,08 ГэВ) +  $^{165}\text{Ho}$  /3/

Определена суммарная масса всех испущенных испарительным остатком частиц  $\Delta A$ . Для реакций с почти полной передачей импульса величина  $\Delta A$  оказалась равной 63, а энергия, унесенная каждым нуклоном, меньше 12 МэВ. Расчет баланса

энергии позволяет вычислить температуру спектра частиц. Однако анализ зависит в сильной степени от закладываемого числа нуклонов, испущенных в связанном виде, например, в форме  $\alpha$ -частиц. Значения температуры, полученные при вариации множественности  $\alpha$ -частиц от 4 до 7, приведены на рис. 1. Измерение множественности  $\alpha$ -частиц и протонов в совпадении с испарительным остатком позволило бы исключить неопределенность и получить точные значения температуры.

г) Измерение множественности нейтронов в реакции деления  $^{20}\text{Ne}$  (400 МэВ) +  $^{238}\text{U}$  /4/

Продольный переданный импульс определен по энергии осколков деления, регистрируемых под углами, близкими к оси пучка. Для событий с почти полной передачей импульса множественность числа нейтронов достигает 27. Нейтроны уносят большую долю энергии возбуждения системы, хотя вклад заряженных частиц также, видимо, имеет место. Величина температуры зависит от предположений о множественности заряженных час-

тиц. На рис. 1 данная работа представлена точкой, полученной при авторском /4/ анализе.

д) Измерение выхода легких ядер в возбужденном состоянии при взаимодействии ядер  $^{40}\text{Ar}$  (2,4 ГэВ) +  $^{197}\text{Au}$  /5/

Эксперимент по определению корреляционной функции пары легких частиц, вместе составляющих легкое ядро типа  $^8\text{Be}$ ,  $^5\text{Li}$  и т.д., позволяет определить отношение выходов каждого из ядер в основном и возбужденных состояниях. В статистическом подходе это отношение определяется бoльцмановским фактором  $\rho(U) \rho^{-1}(U - \Delta E) \approx \exp \Delta E/T$ , т.е. отношением плотности уровней остаточной системы после испускания легкого ядра в основном и возбужденном состояниях.  $\Delta E$  - энергия возбуждения легкого ядра. Таким образом, сравнивая измеренное отношение выходов с рассчитанным, можно определить температуру возбужденной системы, испустившей легкое ядро. Данный способ дает удовлетворительную точность определения  $T$  при условии измерения выхода высоковозбужденных уровней  $\Delta E \gg T$ , а также при учете поправок на кумулятивный выход фиксируемых уровней. В работах авторов /5/ этот способ реализован и получены значения "химической" температуры возбужденной системы. Они могут отличаться от "кинетической" температуры, полученной по спектрам кинетической энергии частиц, т.к. в последнем случае не исключен вклад скорости налетающей частицы в скорость продукта реакции. Полученное в /5/ значение  $T$  приведено на рис. 1. Поскольку в этом случае отсутствует точная фиксация излучающего источника, то отмечена довольно большая погрешность энергии возбуждения системы.

На рис. 1, кроме точек, представляющих описанные эксперименты, дана зависимость  $T(U)$ , вычисленная по формулам (1-3). Видно хорошее соответствие расчета и эксперимента, что подтверждает эмпирическую зависимость. Вместе с тем описание тех же данных в литературе чаще всего достигается с использованием схемы, которая комментировалась выше (а). На рис. 1 приведены также вычисленные по этой схеме значения  $0,5 \langle \epsilon \rangle$ . Отличие от расчета по формулам (1-3) невелико, что и неудивительно, т.к. обе модели построены на основе описания тех же экспериментальных данных. Удовлетворительное соответствие расчетов по двум моделям не означает, однако, что они физически неразличимы. Зависимость вида  $U \sim T^3$  существенно отличается от  $U \sim T^2$ , это существенно разные уравнения состояния. Различие выявляется в наибольшей степени в поведении удельной теплоемкости с ядра (см. рис. 3а). В модели ферми-газа классический предел теплоемкости может быть достигнут только при нереально высокой энергии возбуждения. А в случае уравнения состояния  $U \sim T^3$  предел достигается при  $U_{кр} = 3,31 \cdot A$  МэВ, т.е. при уже реализованных энергиях возбуждения. Поэтому детальное

измерение функции  $T(U)$  в области  $U = (2-6) \cdot A$  МэВ может дать ответ на вопрос о точном виде уравнения состояния ядра при высоких возбуждениях. Другая измеряемая величина - длительность  $\tau$  распада возбужденной системы - весьма чувствительна к зависимости  $T(U)$ . На рис. 36 для примера показаны вычисленные в двух моделях длительности испускаемых частиц  $\tau(U)$ . Расчет сделан для составного ядра с массой  $A = 200$  при энергии отрыва частицы  $B = 8,5$  МэВ. Видно большое различие предсказаний двух моделей, поэтому экспериментальное определение длительности ядерных реакций также может служить "пробным камнем" при выборе уравнения состояния высоковозбужденного ядра. Получение точек, приведенных на рис. 36, описано в следующем разделе. Отметим, что точки лежат ближе к результатам расчетов на основе формул (1-3), чем по второй модели.

## II. ДЛИТЕЛЬНОСТЬ РАСПАДА ВЫСОКОВОЗБУЖДЕННЫХ ЯДЕР

Время жизни составного ядра, образующегося в реакциях с нейтронами, протонами и  $\alpha$ -частицами при  $E^* \leq 20$  МэВ, определяется с помощью методов флуктуаций Эриксона, рентгеновского излучения К-вакансий и эффекта теней (компиляция работ содержится в статье /10/). Для реакций с тяжелыми ионами применяются два метода экспериментального определения длительности  $\tau$ : первый, основанный на сравнении времени пролета распадающегося ядра с расстоянием экранирования атомного потенциала в монокристаллической мишени, и второй, в котором длительность распада сравнивается с периодом вращения системы. Первый метод, использующий эффект теней, впервые был применен для реакций с тяжелыми ионами в работе /11/; второй, связанный с измерением углового распределения осколков деления, предложен в /12/ и реализован в /13-15/. Здесь предлагается третий вариант, основанный на сравнении с длительностью кулоновского ускорения фрагментов - продуктов реакции. Определение времени протекания ядерной реакции - сложная задача, поэтому в литературе нередко противоречивые выводы и даже ошибочные интерпретации экспериментальных результатов. Целесообразно провести последовательное рассмотрение имеющихся экспериментальных данных с целью выявления достоверных выводов. Рассмотрим реакции деления тяжелых систем, и разобьем все изученные реакции на группы в порядке ослабления стабильности системы по отношению к делению.

а) Реакции типа  $^{12}\text{C}, ^{16}\text{O}, ^{19}\text{F}, ^{20}\text{Ne} + ^{150}\text{Nd}, ^{181}\text{Ta}, \text{W}, \text{Os}$   
при энергии ионов  $\lesssim 10 \cdot A$  МэВ /16-21/

В настоящее время нет противоречий по вопросу о наблюдении /16-18/ с помощью эффекта теней долгоживущей ветви деления ( $\tau > 10^{-18}$  с), относящейся к вкладу деления после испускания нейтронов. Количествен-

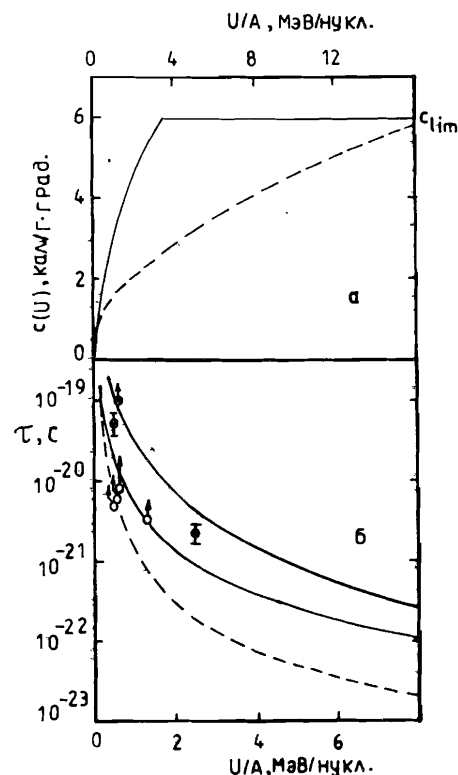


Рис. 3. Зависимость удельной теплоемкости (а) и длительности испускания частицы (б) от удельной тепловой энергии возбуждения ядра. Сплошная линия - расчет по эмпирической формуле /6,7/ при выборе энергии отрыва частицы  $B = 8,5$  и  $12,5$  МэВ, штриховая - по модели ферми-газа с  $a = A/8$  при  $B = 8,5$  МэВ. Точки получены путем обработки результатов измерений /1,2,26,29,30/. Темные кружки относятся к испусканию протонов, светлые - нейтронов.

ное описание процесса, однако, различно в работах /16,17/ и /18/. Вариация параметров статистических расчетов дает не единственную возможность распределить наблюдаемые задержанные события деления по ступеням испарительного каскада. Не возникает при этом также проблем в описании множественности предделительных нейтронов /19-21/  $M_{pre}^n \approx 2-3$ . Из теневых экспериментов ясно, однако, что наибольшая часть событий деления происходит за время  $\tau < 10^{-18}$  с. Метод, основанный на измерении углового распределения осколков /15/, дает нижнюю границу длительности деления  $\tau_f > n 10^{-20}$  с, где  $n = 1-5$  в зависимости от углового момента делящегося ядра. Более точно определить длительность быстрого компонента деления пока невозможно. Имеется путь детального моделирования статистическими расчетами, что и реализовано отчасти в литературе. Несмотря на достигнутую, в основном, ясность для этой группы реакций следует заметить, что методически постановка экспериментов /16,17/ небезукоризненна. Применен электронный метод регистрации частиц и использована тонкая монокристаллическая мишень, что относится к достоинствам работы. Вместе с тем базовое предположение о том, что реакция упругого рассеяния применима для получения точных параметров

эталонного минимума, не подкреплено аргументами и, вероятнее всего, несправедливо. Испускание вторичных частиц осколками деления должно ухудшить качество теневой картины <sup>16/</sup> для осколков по сравнению с упругорассеянными ионами, независимо от того, велико или мало время распада составного ядра. Поэтому результаты <sup>16,17/</sup>, возможно, менее достоверны, чем <sup>18/</sup>.

б) Реакции типа  $^{16}\text{O}, ^{19}\text{F}, ^{22}\text{Ne}, ^{32}\text{S} + ^{208}\text{Pb}, ^{232}\text{Th}, ^{238}\text{U}$  при энергии ионов  $\lesssim 8 \cdot A \text{ МэВ}$  <sup>15,22-25/</sup>

По сравнению с первой группой реакции здесь имеются некоторые сложности с описанием анизотропии осколков в делении и числа предделительных нейтронов. Угловое распределение осколков в этом случае также симметрично относительно  $90^\circ$  и не имеет каких-либо особенностей, поэтому оценка  $\tau_f > T_{вр} \approx (1 \div 5) 10^{-20} \text{ с}$  снова применима <sup>15/</sup>. Анизотропия в реакциях с ионами типа  $^{32}\text{S}$  выше теоретической, что говорит о влиянии стадии спуска с седла к точке разрыва на распределение проекции ( $K$ ) углового момента на ось деления <sup>25/</sup>. Этот факт подтверждает, с одной стороны, длительную стадию спуска, а с другой говорит о том, что в реакциях с более легкими частицами ядро достигает статистического равновесия по  $K$  в седловой точке, а с ионами типа  $^{32}\text{S}$  статистическое равновесие устанавливается на пути от седла к разрыву. Согласно статистическим расчетам число предделительных нейтронов должно быть  $\sim 0,5$ , а в эксперименте получено  $M_{пре}^n \approx 2 \div 3$ . Этот факт объясняется вкладом нейтронов, испущенных в процессе спуска с седла. Возможно также возрастание доли нейтронов, возникающих при разрыве шейки для возбужденных ядер. Сильно вытянутая форма разрывной фигуры может увеличить время ускорения осколков по сравнению с простой оценкой. Нужно учитывать также нейтроны, испускаемые легким продуктом неупругой реакции при делении тяжелого или самым тяжелым до деления. Перечисленные причины дают возможность объяснить наблюдаемое значение  $M_{пре}^n$ , а время деления оценить согласно  $\tau_f > T_{вр}$ . Неправильно связывать большое значение  $M_{пре}^n$  с аномально малым временем испускания нейтронов  $\tau_n$ . Кроме того, численное значение  $M_{пре}^n$  не противоречит оценке  $\tau_f > T_{вр}$  и не дает оснований для предположений об аномально быстром делении <sup>22/</sup>. Применение метода теней для реакций  $^{12}\text{C}, ^{22}\text{Ne} + ^{238}\text{U}$  показало вновь наличие долгоживущей ветви деления ( $\tau \sim 10^{-17} \text{ с}$ ), которая, вероятно, связана с вкладом деления продуктов неупругих столкновений <sup>24/</sup>.

в) Реакции типа  $^{208}\text{Pb}, ^{238}\text{U} + ^{48}\text{Ti} \dots ^{89}\text{Y}$  при энергии ионов  $< 8 \cdot A \text{ МэВ}$  <sup>13,14/</sup>

В случае, когда длительность деления  $\tau_f$  меньше периода вращения системы, измерение среднего угла поворота позволяет получить численное значение  $\tau_f$ . Эта возможность экспериментально реализована <sup>13,14/</sup>

путем наблюдения асимметрии углового распределения осколков, когда тяжелый фрагмент вылетает преимущественно вперед, а легкий назад. Отсюда получены значения  $\tau_f = (10 \div 3) 10^{-21} \text{ с}$  для реакций под действием ионов  $^{238}\text{U}$  при изменении мишени от  $^{48}\text{Ti}$  до  $^{89}\text{Y}$  <sup>14/</sup>. Такие малые значения  $\tau_f$  сближают эти реакции с глубоконеупругими столкновениями

г) Реакции  $^{12}\text{C}, ^{56}\text{Fe}, ^{86}\text{Kr} + ^{166}\text{Er}, ^{197}\text{Au}, ^{232}\text{Th}$  при энергии ионов  $0,5 - 1,0 \text{ ГэВ}$  <sup>2,26,29/</sup> и роль времени ускорения фрагментов

Суммарная длительность деления  $\tau_f$  состоит из времени жизни составной системы  $\tau_c$ , длительности процесса коллективной деформации к разрывной фигуре  $\tau_d$  и времени ускорения осколков  $\tau_a$ . При энергии ионов  $\geq 500 \text{ МэВ}$  составная система имеет энергию возбуждения и угловой момент, исчисляемые сотнями МэВ и единиц  $\hbar$ . На основе статистических оценок можно утверждать, что для таких систем  $\tau_c < \tau_d + \tau_a$ . Если определить величины  $\tau_d$  и  $\tau_a$  расчетным путем, то появляется возможность оценки длительности испускания частиц на основе измеренных значений  $M_{пре}^i$  по формуле

$$\tau_i M_{пре}^i = \tau_f \approx \tau_d + \tau_a. \quad (5)$$

Сопоставление  $\tau_f$  и  $\tau_n M_{пре}^n$  делалось в литературе <sup>1,20,23,27,30/</sup>, и на основе статистического расчета  $\tau_n$  определялось значение  $\tau_f$ . Надежность расчета длительности  $\tau_n$  с использованием модели ферми-газа не столь велика <sup>6/</sup>, поэтому результат является модельно зависящим. Здесь предлагается обернуть задачу и оценить длительность испускания частиц путем сравнения с временем  $\tau_d + \tau_a$ . Величины  $\tau_d$  и  $\tau_a$  имеют порядок величины  $n \cdot 10^{-21} \text{ с}$  и не очень сильно зависят от модели, поэтому оценка  $\tau_i$  по формуле (5) достаточно надежна при отборе подходящих реакций. Особенности такой методики состоят в следующем: а) применимость только для систем, отличающихся слабой стабильностью к развалу, т.е. при  $U \geq 200 \text{ МэВ}$  и большом угловом моменте  $\sim 100 \hbar$ ; б) получение парциальной длительности испускания частиц, а не времени жизни системы. Впервые оценка  $\tau_n$  таким способом была сделана для системы  $^{80}\text{Kr} (1,02 \text{ ГэВ}) + ^{166}\text{Er}$  в работе <sup>7/</sup>.

Величину  $\tau_d$  естественно сопоставить с частотой колебаний формы тяжелого ядра  $\omega^{-1} = n \cdot 10^{-21} \text{ с}$ , где  $n = 1 \div 2$ . Деление после взаимодействия с большой передачей импульса можно сравнить с глубоконеупругим столкновением, т.к. в обеих реакциях имеет место значительный коллективный импульс в начальный момент. Существуют оценки времени эволюции двойной системы  $(1 \div 5) 10^{-21} \text{ с}$  <sup>28,29/</sup>, которые можно использовать для нахождения величины  $\tau_d$ . Для определенности в дальнейшем будем считать  $\tau_d = T_{вр}/4$ . Вязкость ядерного вещества, оцениваемая на основе описа-

ния кинетической энергии осколков, не сильно увеличивает значения  $\tau_d$ .

Ускорение осколков в кулоновском потенциале от нулевой скорости до  $v = \gamma v_f$  (где  $\gamma < 1$ ,  $v_f$  - конечная скорость) происходит за время

$$\tau_a = \frac{Z_c^2 A_c^{1/2}}{E^{3/2}} \left[ \frac{\gamma}{1-\gamma^2} + \ln \sqrt{\frac{1+\gamma}{1-\gamma}} \right] 1,3 \cdot 10^{-23} \text{ с} \quad (6)$$

при симметричном делении составного ядра ( $Z_c, A_c$ ) с выделением полной кинетической энергии  $E_k$  (в МэВ). Сильная деформация осколков при разрыве усложняет задачу. За счет отличия потенциала от кулоновского и динамических эффектов колебательного движения набор скорости относительного движения должен происходить медленнее, чем согласно (6). В дальнейшем используем приближение кулоновского потенциала при выборе параметра  $\gamma = 0,50 \div 0,75$  для реакций деления  $^{12,29}/$ , в которых измерена величина  $M_{pge}^p$ , и  $\gamma = 0,9$  в случае глубоконеупругих столкновений  $^{26,29}/$ , для которых величины  $M_{pge}^i$  ограничены сверху. Такой выбор  $\gamma$  объясняется особенностями кинематического анализа угловой корреляции легкой частицы и фрагмента, на основе которого определяются величины  $M_{pge}^i$ .

Результаты, полученные путем обработки данных  $^{12,26,29}/$ , приведены на рис. 3б, они лучше согласуются со статистическими расчетами при выборе температуры по формулам (1-3), чем по модели ферми-газа. Длительность испускания протонов выше, чем нейтронов. Это связано с более высоким значением эффективного порога испускания протонов  $V = V_p + kV_c \approx 12,5$  МэВ, чем нейтронов  $V_n \approx 8,5$  МэВ. Чувствительность результата к вариации значения  $V$  является добавочным подтверждением правильности оценок.

Реакции деления  $^{20}\text{Ne}$  (220  $\div$  402 МэВ) +  $^{165}\text{Ho}$ ,  $^{40}\text{Ar}$  (316 МэВ) +  $^{141}\text{Pr}$  и  $^{12}\text{C}$  (192 МэВ) +  $^{175}\text{Lu}$ , для которых также определено  $^{1,30}/$  значение  $M_{pge}^n$ , занимают промежуточное положение между группами. В этих случаях вклад  $\tau_c$  в  $\tau_f$ , вероятно, не меньше, чем  $\tau_d + \tau_a$ . Поэтому оценки  $\tau_n$  описанным способом затруднены. Вместе с тем на основе углового распределения осколков аналогично  $^{12,15}/$  можно оценить  $\tau_f > T_{вр} \approx (1,5 \div 2,0) 10^{-20}$  с, а отсюда с использованием условия  $\tau_n M_{pge}^n = \tau_f$  ограничить  $\tau_n$  снизу. Полученные таким образом предельные значения  $\tau_n$  для перечисленных реакций также даны на рис. 3б.

Резюмируя, можно сказать, что в работе намечены пути получения сведений об уравнении состояния ядра при высоких энергиях возбуждения и предложена новая методика определения длительности испускания частиц в диапазоне  $10^{-21} \div 10^{-19}$  с. Эти продвижения достижимы при анализе реализованных на сегодняшний день экспериментов.

Автор благодарен Г.Н.Флерову за предложение рассмотреть имеющиеся литературные данные по экспериментам на пучках ионов с энергией (10  $\div$  60) МэВ/нуклон и Б.И.Пустыльнику за полезное обсуждение.

## ЛИТЕРАТУРА

- Holub E., Hilscher D., Ingold G. et al.-Phys. Rev., 1983, v. C28, p. 252.
- Song S., Rivet M.F., Bimbot R. et al.-Phys. Lett., 1983, v. 130B, p. 14.
- Rivet M. F., Borderie B., Gauvin H. et al.-Phys. Rev., 1986, v. C34, p. 1282.
- Jahnke U., Ingold G., Hilscher D. et al.-Phys. Rev. Lett., 1986, v. 57, p.190.
- Pochodzalla J., Friedman W.A., Gelbke C.K. et al.-Phys. Lett., 1985, v. 161B, p. 275.
- Карамян С.А. - ЭЧАЯ, 1986, т.17, с.753.
- Карамян С.А. - ЯФ, 1984, т. 40, с. 347.
- Карамян С.А. - ЯФ, 1977, т. 26, с. 740.
- Le Couteurs K.J., Lang D.W. - Nucl. Phys., 1959, v. 13, p.32.
- Röhl S., Hoppenau S., Dost M. - Nucl. Phys., 1981, v. A369, p. 301.
- Карамян С.А., Меликов Ю.В., Нормуратов Ф. и др. - ЯФ, 1970, т. 13, с. 944.
- Карамян С.А. Автореферат диссертации кандидата физ.- мат. наук. ОИЯИ, 7-4448, Дубна, 1969, 20 с.
- Bock R., Chu Y.T., Dakowski M. et al. - Nucl. Phys., 1982, v. A398, p. 334.
- Töke J., Bock R., Dai G.X. et al. - Nucl. Phys., 1985, v. A440, p. 327.
- Карамян С.А., Бугров В.Н., Спиридонов Н.И. - ЯФ, 1986, т.43, с.534.
- Forster J.S., Mitchell I.V., Andersen J.U. et al. - Nucl. Phys., 1987, v. A464, p. 497.
- Andersen J.U., Jensen A.S., Jorgensen K. et al. - Dan.Vid. Selsk. Mat.-fys. Medd., 1980, v. 40, Nu 7.
- Бугров В.Н., Карамян С.А. - ЯФ, 1984, т. 40, с. 857.
- Ward D., Charity R.J., Hinde D.J. et al. - Nucl. Phys., 1983, v. A403, p. 189.
- Gavron A., Been J.R., Cheynis B. et al. - Phys. Rev. Lett., 1981, v. 47, p. 1255; E, 1982, v. 48, p. 835.
- Бейзин С.Д., Иткис М.Г., Музыка Ю.А. и др. - ЯФ, 1980, т. 32, с. 1197.
- Back B.B., Betts R.R., Cassidy K., et al. - Phys. Rev. Lett., 1983, v. 50, p. 818.

23. Hinde D.J., Charity R.J., Foote G.S. et al.—Phys. Rev. Lett., 1984, v. 52, p. 986; E, 1984, v. 53, p. 2275.
24. Бугров В.Н., Виноградов В.Г., Карамян С.А. — ЯФ, 1986, т. 44, с. 1389.
25. Vaz L.C., Alexander J.M.—Z. Phys., 1983, v. A312, p. 163.
26. Tserruya I., Breskin A., Chechik R. et al.—Phys. Rev. Lett., 1981, v. 47, p. 16.
27. Hassani S., Grange P.—Phys. Lett., 1984, v. 137B, p. 281.
28. Schröder W.U. Huiizenga J.R. Treatise on Heavy-Ion Science. N.Y., Plenum, 1984, v. 2, p. 115.
29. Moses D.J., Kaplan M., Kildir M. et al.—Nucl. Phys., 1987, v. A465, p. 339.
30. Zank W.P., Hilscher D, Ingold G. et al.—Phys. Rev., 1986, v. C33, p. 519.

Рукопись поступила в издательский отдел  
17 июля 1987 года

Карамян С.А.

P7-87-558

Температура спектра и длительность испускания частиц при энергии возбуждения ядра больше 1 МэВ/нуклон

Анализируются результаты экспериментов по наблюдению высоковозбужденных квазиравновесных ядерных систем в реакциях под действием тяжелых ионов с энергией  $10 \div 60$  МэВ/нуклон. На основе обработки данных по спектру и множественности нейтронов и заряженных частиц определены значения температуры и обсужден вид уравнения состояния ядерного вещества в области энергии возбуждения  $1 \div 5$  МэВ/нуклон. Предложена новая возможность оценки длительности испускания частиц в диапазоне  $10^{-21} \div 10^{-19}$  с на основе сравнения ее с временем ускорения фрагментов кулоновским полем.

Работа выполнена в Лаборатории ядерных реакций ОИЯИ.

Препринт Объединенного института ядерных исследований. Дубна 1987

Перевод О.С.Виноградовой

Karamian S.A.

P7-87-558

Spectrum Temperature and Time Duration of the Particle Emission at the Excitation Energy of Nucleus Higher than 1 MeV/Nucleon

Experimental observation of highly excited quasiequilibrium nuclear systems formed in reactions with heavy ions in  $10 \div 60$  MeV/nucleon energy range is considered. The data on spectrum and multiplicity of charged particles and neutrons are used for nuclear temperature determination and for examination of the nuclear matter state equation within the  $1 \div 5$  MeV/nucleon excitation energy region. A new possibility of the time duration of about  $10^{-21} \div 10^{-19}$  s estimating is proposed on the basis of comparison between particle emission duration and Coulomb field acceleration time for fragments.

The investigation has been performed at the Laboratory of Nuclear Reactions, JINR.

Preprint of the Joint Institute for Nuclear Research. Dubna 1987