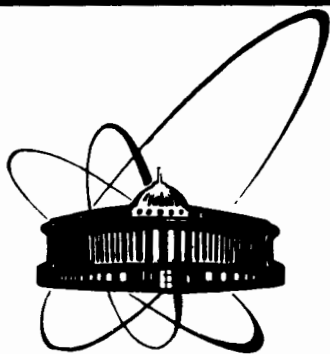


3/8 - 83



ОБЪЕДИНЕННЫЙ  
ИНСТИТУТ  
ЯДЕРНЫХ  
ИССЛЕДОВАНИЙ  
ДУБНА

5070/83

P7-83-409

С.А.Карамян

НЕЙТРОННЫЕ СПЕКТРЫ  
И ТЕМПЕРАТУРА ВОЗБУЖДЕННЫХ ЯДЕР

Направлено в журнал "Ядерная физика"

1983

## 1. ВВЕДЕНИЕ

Статистическое описание ядерных реакций в настоящее время стало традиционным. В этом подходе с успехом вычисляются угловые и энергетические распределения продуктов реакций, сечения, функции возбуждения, изомерные отношения, спиновые распределения различных каналов реакции и др. Основой статистического расчета является вычисление или параметризация плотности уровней ядер в зависимости от энергии возбуждения, углового момента и массового числа  $\rho(E^*, I, A)$  или температуры ядра  $T(E^*, I, A)$ , которая связана определенным образом с функцией  $\rho$ . Несмотря на широкое применение, однозначности в определении функций  $\rho(E^*, I, A)$  и  $T(E^*, I, A)$  не достигнуто. По сути дела параметры  $T$  в большинстве работ являются варьируемыми параметрами подгонки для наилучшего описания экспериментальных результатов. Можно отметить значительный разброс параметров  $T$  /см., например, <sup>1/</sup> /, который, очевидно, связан с особенностями изучаемых реакций и с введением упрощающих предположений при анализе данных.

Адекватное описание энергетических спектров продуктов ядерных реакций требует корректного учета: а/ каскадного состава полного наблюдаемого спектра, б/ влияния кинематического преобразования спектра за счет движения излучающего объекта в л.с., в/ влияния кулоновского и центробежного барьера потенциала взаимодействия на кинетическую энергию частиц, г/ вклада частиц прямой и предравновесной эмиссии в полный спектр. Перечисленные задачи в большинстве случаев решаются упрощенным способом из-за недостатка информации /по пункту г// или из-за сложностей вычислений /по другим пунктам/. Поэтому можно сказать, что температура равновесного составного ядра не определена достаточно надежно на основе анализа энергетических спектров продуктов ядерных реакций. Более прямым способом определения равновесной температуры является измерение времени жизни составных ядер с помощью эффекта теней <sup>2/</sup>, а также методом рентгеновского излучения вакансий составного атома <sup>3/</sup> в диапазоне  $\tau$  от  $10^{-18}$  до  $10^{-15}$  с. Важным является также продолжение анализа энергетических спектров частиц для выявления сопоставимых с определенными по времени жизни значений температуры равновесного составного ядра.

В данной работе приведены формулы и выполнен анализ некоторых содержащихся в литературе результатов измерения угловых и энергетических распределений нейтронов, излучаемых в реакциях с ионами от <sup>4</sup>Не до <sup>86</sup>Kr. На основе литературных данных и анализа настоя-

цей работы построена систематика для зависимости кинетической энергии нейтрона от энергии возбуждения излучающего ядра.

## II. ОСНОВНЫЕ ФОРМУЛЫ

Для анализа данных в области достаточно высокой энергии возбуждения ядра  $E^* \geq 15$  МэВ необходимо точное вычисление суммарного спектра всех поколений нейтронного каскада  $n(\epsilon, E^*) = \sum_{x=1}^k n_x(\epsilon, E^*)$ . Однако в большинстве случаев при анализе нейтронных спектров и функций возбуждения реакций испускания  $x$  нейтронов ограничиваются приближением, в котором спектр нейтронов не зависит от номера испускаемого нейтрона и характеризуется средней по каскаду температурой.

Задача вычисления суммарных спектров нейтронов и  $\gamma$ -квантов решена в явном виде для случая, когда открыты три основных канала распада возбужденного ядра: испускание нейтронов,  $\gamma$ -квантов и деление. Поскольку нейтроны могут испускаться после излучения  $\gamma$ -квантов, то необходимо сначала вычислить распределение ядер по энергии возбуждения после испускания одного или нескольких  $\gamma$ -квантов. Задача расчета спектров всех поколений статистических  $\gamma$ -квантов при последовательном их испускании решена в работе <sup>14/</sup>. Получены рекуррентные формулы для спектра  $(i+1)$ -го поколения  $\gamma$ -квантов  $\nu_{i+1}(\epsilon)$  и распределения остаточных ядер  $W_{i+1}(U_{i+1})$  по энергии возбуждения после испускания  $(i+1)$ -го  $\gamma$ -кванта ядром с массой  $A$  и исходной энергией возбуждения  $E^*$ :

$$\nu(\epsilon) = C(E^*) N^Y(\epsilon, E^*); \quad /1/$$

$$W_1^Y(U_1) = C(E^*) N^Y(E^* - U_1, E^*); \quad /2/$$

$$\nu_{i+1}(\epsilon) = \int_{\max G, \epsilon}^{E^*} C(U_i) W_i^Y(U_i) N^Y(\epsilon, U_i) dU_i; \quad /3/$$

$$W_{i+1}^Y(U_{i+1}) = \int_{\max G, U_{i+1}}^{E^*} C(U_i) W_i^Y(U_i) N^Y(U_i - U_{i+1}, U_i) dU_i; \quad /4/$$

$$W'_{i+1}(U_{i+1}) = \int_{\max[U_{i+1}, \min B_n, B_f]}^{E^*} C(U_i) W_i^Y(U_i) N^Y(U_i - U_{i+1}, U_i) dU_i; \quad /5/$$

$$P_{1\gamma} = \int_0^{\min B_n, B_f} W_1^Y(U_1) dU_1; \quad P_{(i+1)\gamma} = \int_0^{\min B_n, B_f} W'_{i+1}(U_{i+1}) dU_{i+1}; \quad /6/$$

$$C(E^*) = \frac{C_\gamma [1 - P_f(E^*)]}{\Gamma_n(E^*) + \Gamma_\gamma(E^*)}; \quad /7/$$

$$\Gamma_\gamma(E^*) = C_\gamma \int_0^{E^*} N^Y(\epsilon, E^*) d\epsilon; \quad /8/$$

$$\Gamma_n(E^*) = \frac{A^{2/3}}{\pi k_0} \int_0^{E^* - B_n} N^n(\epsilon, E^*) d\epsilon; \quad /9/$$

$$N^Y(\epsilon, E^*) = \rho_A^{-1} (E^* - \Delta_A) \epsilon^3 S(\epsilon) \rho_A (E^* - \epsilon - \Delta_A) \quad \text{при } 0 < \epsilon < E^* - \Delta_A; \quad /10/$$

$$= \rho_A^{-1} (E^* - \Delta_A) \epsilon^3 S(\epsilon) \rho_{\text{кол.}}(A) \quad \text{при } E^* - \Delta_A \leq \epsilon < E^*; \quad /11/$$

$$N^n(\epsilon, E^*) = \rho_A^{-1} (E^* - \Delta_A) \epsilon \rho_{A-1} (E^* - B_n - \epsilon - \Delta_{A-1}) \quad \text{при } 0 < \epsilon < E^* - B_n - \Delta_{A-1};$$

$$= \rho_A^{-1} (E^* - \Delta_A) \epsilon \rho_{\text{кол.}}(A-1) \quad \text{при } E^* - B_n - \Delta_{A-1} \leq \epsilon < E^* - B_n.$$

Здесь параметр  $C_\gamma$  может быть определен из систематики гамма-ширин нейтронных резонансов, вероятность деления ядра  $P_f(E^*)$  измерена для многих ядер,  $k_0$  связан с сечением обратного процесса поглощения нейтрона,  $S(\epsilon)$  - силовая функция электромагнитного распада в лоренцевской форме, определяемая из вида гигантских дипольных резонансов фотопоглощения,  $\Delta$  - энергия спаривания, взятая по систематике,  $\rho_{\text{кол.}}$  - средняя плотность коллективных уровней ядер в области  $E^* < \Delta$ . Функции плотности уровней  $\rho(E^*, A)$  должны быть вычислены или параметризованы в феноменологическом подходе. Формула /6/ дает вероятность фиксации электромагнитного распада ядра после испускания  $(i+1)$ -го  $\gamma$ -кванта. Таким образом определяется вероятность выбывания ядер в электромагнитный канал  $P_\gamma(E^*)$  и суммарное распределение распадающихся ядер по энергии возбуждения  $U_\gamma$  после испускания одного или нескольких  $\gamma$ -квантов  $W^Y(U_\gamma)$ :

$$P_\gamma(E^*) = \sum_{i=1}^{\infty} P_{i\gamma}(E^*); \quad /12/$$

$$W^Y(U_\gamma) = \sum_{i=1}^{\infty} W_i^Y(U_\gamma). \quad /13/$$

Теперь можно получить формулы для спектра нейтронов  $(x+1)$ -го поколения  $n_{x+1}(\epsilon)$  и распределения ядер по энергии возбуждения после испускания  $(x+1)$ -го нейтрона с учетом понижения энергии за счет испускания  $\gamma$ -квантов на каждой ступени каскада:

$$n_{1\gamma}(\epsilon) = C_1(E^*) N_1^n(\epsilon, E^*) + \int_{B_{n1} + \epsilon}^{E^*} C_1(U_\gamma) W^Y(U_\gamma) N_1^n(\epsilon, U_\gamma) dU_\gamma; \quad /14/$$

$$W_1(U_1) = C_1(E^*) N_1^n(E^* - B_{n1} - U_1, E^*) + \quad /15/$$

$$+ \int_{B_{n1} + U_1}^{E^*} C_1(U_\gamma) W^Y(U_\gamma) N_1^n(U_\gamma - B_{n1} - U_1, U_\gamma) dU_\gamma;$$

$$n_{x+1}(\epsilon) = \int_{B_{nx+1} + \epsilon}^{E^* - \sum_x} [C_{x+1}(U_x) N_{x+1}^n(\epsilon, U_x) + \quad /16/$$

$$+ \int_{B_{nx+1} + \epsilon}^{U_x} C_{x+1}(U_\gamma) W^Y(U_\gamma) N_{x+1}^n(\epsilon, U_\gamma) dU_\gamma] W_x(U_x) dU_x;$$

$$W_{x+1}(U_{x+1}) = \int_{B_{nx+1} + U_{x+1}}^{E^* - \sum_x} [C_{x+1}(U_x) N_{x+1}^n(U_x - B_{nx+1} - U_{x+1}, U_x) + \quad /17/$$

$$+ \int_{B_{nx+1} + U_{x+1}}^{U_x} C_{x+1}(U_\gamma) W^Y(U_\gamma) N_{x+1}^n(U_\gamma - B_{nx+1} - U_{x+1}, U_\gamma) dU_\gamma] W_x(U_x) dU_x;$$

$$C_{x+1}(U_x, A-x) = \frac{[1 - P_f(U_x)] \Gamma_n(U_x)}{\Gamma_n(U_x) + \Gamma_\gamma(U_x)} \left[ \int_0^{U_x - B_{nx+1}} N_{x+1}^n(\epsilon, U_x) d\epsilon \right]^{-1}; \quad /18/$$

$$P_{xn}(E^*) = \int_0^{E^* - \sum_x} W_x(U_x) P_\gamma(U_x, A-x) dU_x, \quad /19/$$

где  $B_{nx}$  - энергия связи  $x$ -го нейтрона,  $\sum_x = \sum_{i=1}^x B_{ni}$ ,  $P_{xn}(E^*)$  - вероятность фиксации продукта реакции испускания  $x$  нейтронов. Во многих случаях вероятность  $\gamma$ -распада можно практически пренебречь по сравнению с вероятностью деления и испускания нейтрона, тогда в формулах /14-17/ исключается интеграл по  $dU_\gamma$  и решение упрощается. При получении формул использована теорема взаимности, предположение о постоянстве сечения обратного процесса поглощения нейтрона  $\sigma_{inv}(\epsilon) = \text{const}$ , а также приближение отсутствия спинов у распадающихся ядер и испускаемых частиц.

Формулы /1-19/ могут быть обобщены на случай, когда средний угловой момент излучающего ядра много больше спина, уносимого нейтроном или  $\gamma$ -квантом. В этом случае, реализуемом для реакций с тяжелыми ионами, вычисляемые величины необходимо усреднить по спиновому распределению излучающего ядра следующим образом:

$$n_{x+1}(\epsilon, E^*) = \left[ \sum_{I=0}^{I_{\max}} (2I+1) T_I \right]^{-1} \left[ \sum_{I=0}^{I_{\max}} n_{x+1}^I(\epsilon, E^* - \frac{\hbar^2 I(I+1)}{2J}) (2I+1) T_I \right], \quad /20/$$

где  $(2I+1) T_I$  - распределение излучающих ядер по угловому моменту,  $\frac{\hbar^2 I(I+1)}{2J}$  - иррадиационная энергия ядра. Прямая зависимость от

$I$  величины  $n_{x+1}^I$  связана, в частности, с зависимостью от  $I$  вероятности деления ядер  $P_f(E^*, I)$ . Формула /20/ записана в качестве примера для величины  $n_{x+1}(\epsilon, E^*)$ , подобным образом могут быть вычислены и все другие величины. Однако данное приближение не является исчерпывающим, т.к. по сути пренебрегается изменением спина ядра при излучении частиц. Точное решение требует корректного суммирования величин по всем возможным значениям спинов и их проекций при учете зависимости плотности уровней от углового момента.

В случае нейтронов, испускаемых осколками деления или продуктами реакций с тяжелыми ионами, определяющее влияние на вид спектра оказывает кинематическое преобразование спектра из системы, связанной с движущимся излучающим объектом, в лабораторную систему. Поэтому приведем здесь известную формулу нерелятивистской кинематики для преобразования спектрально-углового распределения частиц с массой  $m$  из движущейся системы в покоящуюся:

$$\frac{d^2 W}{d\epsilon_L d\Omega_L} = \frac{d^2 W}{d\epsilon_c d\Omega_c} \frac{1}{\sqrt{1 + \beta^2 - 2\beta \cos \theta_L}}; \quad /21/$$

$$\epsilon_c = \epsilon_L (1 + \beta^2 - 2\beta \cos \theta_L); \quad /22/$$

$$\cos \theta_c = \frac{\cos \theta_L - \beta}{\sqrt{1 + \beta^2 - 2\beta \cos \theta_L}}; \quad /23/$$

$$\beta = \frac{v \sqrt{m}}{\sqrt{2\epsilon_L}}; \quad /24/$$

где субскрипт  $L$  относится к л.с.,  $c$  - к системе, движущейся со скоростью  $v$  в л.с. Формулу /21/ нетрудно получить, используя известные математические правила. При замене переменных  $x; y$  на  $t = t(x, y)$ ;  $u = u(x, y)$  для функции  $f(x, y)$  справедливо равенство

$$\frac{d^2 f}{dx dy} = \frac{d^2 f}{dt du} \left( \frac{\partial t}{\partial x} \frac{\partial u}{\partial y} - \frac{\partial u}{\partial x} \frac{\partial t}{\partial y} \right). \quad /25/$$

Формулу /21/ можно применять непосредственно для случая испускания нейтронов составным ядром, образованным в реакции с тяжелыми ионами. Если составное ядро в большей части случаев делится, то задача усложняется, т.к. нейтроны испускаются осколками деления, имеющими сложное угловое и энергетическое распределение в л.с. Приняв предположение, что в системе, свя-

занной с осколком, нейтроны излучаются изотропно, а их спектр описывается выражением  $\frac{\epsilon}{T^2} e^{-\epsilon/T}$ , получим распределение нейтронов в л.с. в виде

$$\frac{d^2W}{d\epsilon_L d\Omega_L}(\theta_L) = \text{const} \int_0^\pi \int_0^{2\pi} \frac{\epsilon_L \sqrt{1+\beta^2-2\beta \cos\theta}}{T^2} e^{-\frac{\epsilon_L(1+\beta^2-2\beta \cos\theta)}{T}} \times /26/ \\ \times \frac{dW_f}{d\Omega}(\theta_f) \sin\theta d\theta d\phi;$$

$$\beta(\epsilon_L, \theta, \phi) = \frac{\sqrt{m} v(\theta_f)}{\sqrt{2\epsilon_L}}; \quad /27/$$

$$\cos\theta_f = \cos\theta \cos\theta_L - \sin\theta \sin\theta_L \cos\phi. \quad /28/$$

Обозначения в формулах /26-28/ пояснены на рис.5а, там же, где показаны соответствующие экспериментальные результаты. В л.с. выделена ось Z, совпадающая с направлением пучка, и ось X, совпадающая с направлением скорости нейтрона.  $\theta_L$  и  $\Omega_L$  - углы вектора скорости нейтрона в цилиндрической системе координат с осью Z;  $\theta$ ,  $\phi$ ,  $\Omega$  - углы вектора скорости осколка в системе с осью X.  $v(\theta_f)$  и  $\frac{dW_f}{d\Omega}(\theta_f)$  - средняя скорость и вероятность испускания осколка деления в направлении, составляющем угол  $\theta_f$  с пучком в л.с. При выводе формулы /26/ использовано геометрическое правило о том, что поворот оси цилиндрической системы в пространстве не приводит к преобразованию элемента телесного угла, несмотря на изменение углов  $\theta$  и  $\phi$ .

### III. РЕЗУЛЬТАТЫ ВЫЧИСЛЕНИЙ

На рис.1 точками показаны взятые из работы /5/ экспериментальные данные по измерению спектра скоростей нейтронов, испущенных в реакции неупругого взаимодействия ядер  $^{86}\text{Kr} + ^{166}\text{Er}$  при энергии бомбардирующих частиц 1,02 ГэВ в л.с. Часть а/ рисунка соответствует квазиупругим взаимодействиям  $/E^* \leq 112 \text{ МэВ}/$ , б/ - глубоконеупругим столкновениям  $/342 \leq E^* \leq 472 \text{ МэВ}/$ . Нейтроны фиксируются в совпадениях с парой фрагментов. В случае а/ углы вылета легкого и тяжелого фрагмента составляют +20 и -71° относительно пучка, в случае б/ +14 и -29° соответственно. Углы, под которыми расположены детекторы нейтронов, указаны на рисунке. Все детекторы находятся в одной плоскости. Регистрация совпадений позволяет почти в чистом виде выделить спектры нейтронов, испускаемых легким и тяжелым фрагментом в отдельности. Экспериментальные результаты /5/ представляют интерес в связи с тем, что изучен распад ядер, возбужденных до энергий

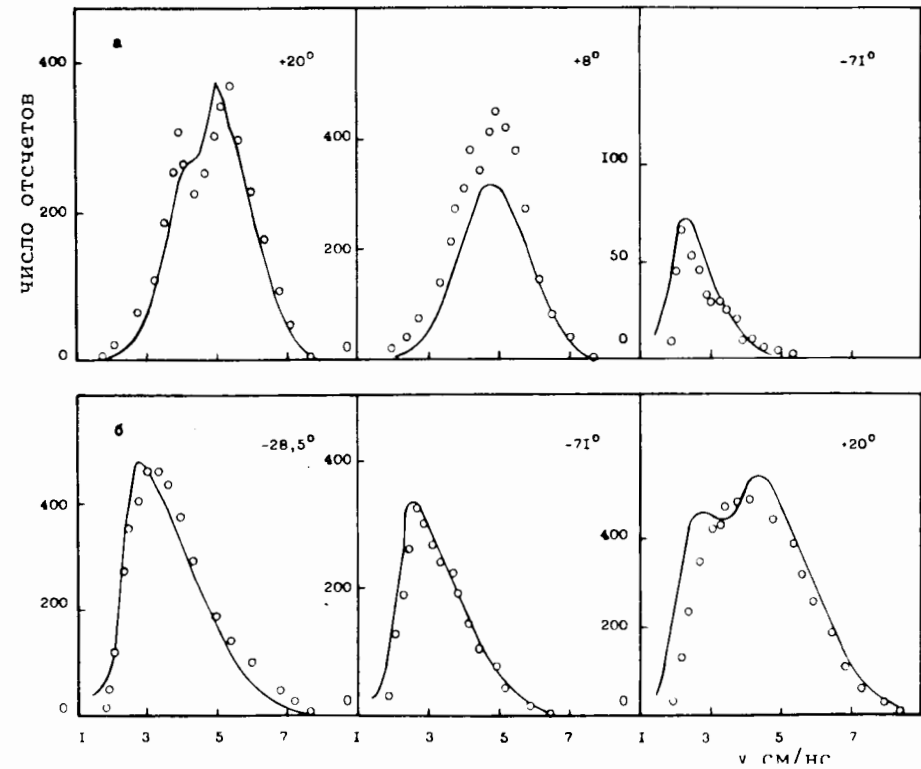


Рис.1. Сравнение измеренных /5/ спектров скоростей нейтронов /точки/ с расчетом /линии/ для взаимодействия  $^{86}\text{Kr} /1,02 \text{ ГэВ}/ + ^{166}\text{Er}$  в зависимости от направления испускания нейтронов: а/ квазиупругие реакции  $/E^* \leq 112 \text{ МэВ}/$ , б/ глубоконеупругие столкновения  $/342 \leq E^* \leq 472 \text{ МэВ}/$ .

200-300 МэВ, которые затруднительно получить в реакциях с более легкими ионами. Поэтому здесь выполнен анализ результатов /5/ с целью извлечения температуры ядер в этом случае. Результаты расчетов с применением формулы /21/ показаны на рис.1 сплошными линиями. Учтены конечные размеры детектирующих устройств. Предполагалось испускание нейтронов полностью ускоренными фрагментами. При этом получено неплохое соответствие расчета и эксперимента. Однако оно достигнуто за счет некоторого изменения вида спектра нейтронов в системе излучающего ядра по сравнению с тем, который выбран авторами /5/. Полученные здесь спектры нейтронов легкого и тяжелого фрагмента показаны в виде кривых 1 и 2 на рис.2а для квазиупругого случая и 2б для глубоконеупругих взаимодействий. Средние энергии нейтронов, опреде-

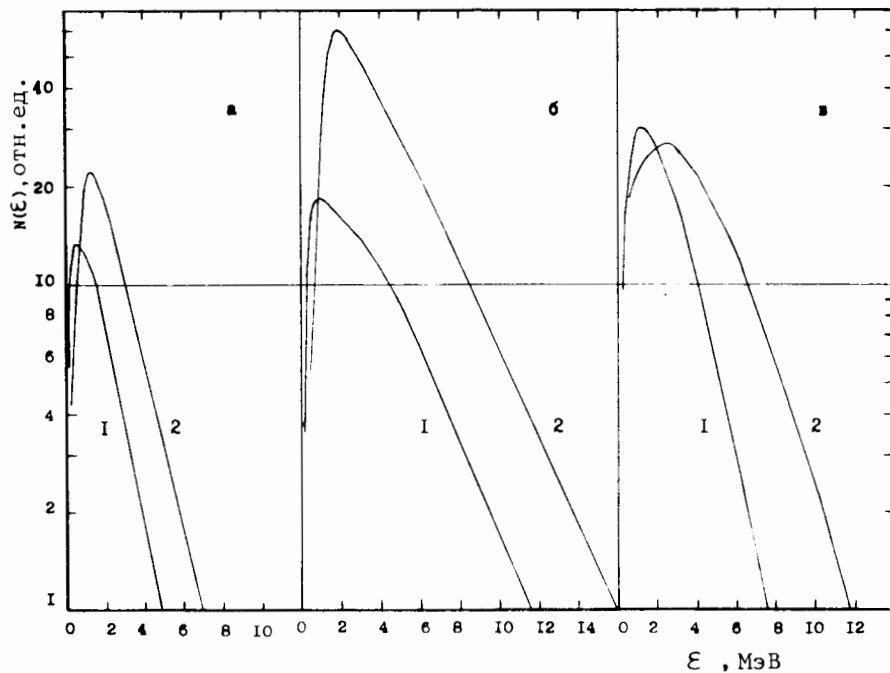


Рис.2. Энергетические спектры нейтронов: а/ для квазиупругих реакций при взаимодействии  $^{86}\text{Kr} + ^{166}\text{Er}$  в системе излучающего легкого /1/ и тяжелого /2/ фрагмента, б/ то же, что и в случае а/, для глубоконеупругих столкновений, в/ для взаимодействия  $^{20}\text{Ne} /180 \text{ МэВ}/ + ^{181}\text{Ta}$  в системе излучающего ядра /1/ и в направлении  $0^\circ$  в л.с. /2/.

ленные по этим спектрам, использованы в дальнейшем при построении систематики температуры нейтронов.

Вывод работы <sup>5/</sup> о наблюдении предравновесной эмиссии нейтронов в направлении  $+8^\circ$  для квазиупругого случая и в направлении  $-28,5^\circ$  для глубоконеупругого взаимодействия подтвержден, см. рис.1. Если избыток выхода нейтронов вперед в квазиупругом случае можно объяснить прямым выбиванием нейтронов или испусканием их из неполностью ускоренного легкого фрагмента, то предравновесная эмиссия с сохранением направления тяжелого фрагмента в случае б/ трудно объяснима в простых моделях. Так или иначе, но на основе того факта, что подавляющее большинство нейтронов испускается полностью ускоренными фрагментами, можно сделать оценку времени испускания нейтронов. Время ускорения фрагментов до скорости, составляющей 95% от максимальной в с.ц.и., оценивается равным  $\approx 0,8 \cdot 10^{-20}$  с для глубоконеупругого случая. Сле-

довательно, экспериментальные результаты /рис.1/ говорят об испускании большинства нейтронов через  $\tau \geq 10^{-20}$  с после столкновения ядер. Эта оценка имеет физическое значение, т.к. эмпирические сведения о времени жизни ядер, возбужденных до энергии 200-300 МэВ, отсутствуют в литературе.

Спектры нейтронов в прямом эксперименте <sup>6/</sup> измерены также для реакции  $^{20}\text{Ne} + ^{181}\text{Ta}$  при энергии ионов 180 МэВ /на входе в толстую мишень/. Обнаружено, что в направлении  $0^\circ$  относительно пучка выход нейтронов на интервале энергии от 5 до 12 МэВ спа-

дает экспоненциально  $\sim e^{-\epsilon/T}$  с параметром  $T(0^\circ) = 1,8$  МэВ. Отсюда путем расчета можно извлечь среднюю энергию нейтрона в системе излучающего ядра. Согласно измерениям вероятности деления ядер <sup>7/</sup> вклад нейтронов деления составляет не менее 85% от полного выхода нейтронов при облучении толстой мишени  $^{181}\text{Ta}$  ионами  $^{20}\text{Ne}$  с энергией 180 МэВ, остальные 15% - это нейтроны распада составного ядра. Т.к. энерговыделение процесса деления для изучаемой реакции близко к полной кинетической энергии осколков деления, то можно считать, что температура осколков равна температуре составного ядра. Расчет выполнялся с использованием формул /21, 26/, учитывался вклад и нейтронов деления, и нейтронов распада составного ядра. Результаты приведены на рис.2в. Оказалось, что экспериментально обнаруженный спад спектра воспроизводится /кривая 2/ в том случае, если средняя температура излучающих ядер принимается равной 1,2 МэВ при обычном спек-

тре вида  $\frac{\epsilon}{T^2} e^{-\epsilon/T}$  /кривая 1/.

Прямые измерения нейтронных спектров проделаны также для реакций  $^{16}\text{O} + ^{58}\text{Ni}$  <sup>8/</sup> и  $^{165}\text{Ho} (^4\text{He}, \text{pxn})$  <sup>1/</sup>. В последнем случае при энергии ионов  $^4\text{He}$  110 МэВ обнаружена весьма интенсивная компонента предравновесной эмиссии нейтронов. Однако при этом удается достаточно чисто разделить два процесса и определить температуру равновесной компоненты:  $T = 1,4$  МэВ.

Традиционно информация о кинетической энергии нейтронов извлекается из функций возбуждения реакций типа  $(\text{Hl}, \text{xn})$ . Для получения точных значений равновесной температуры необходимо осуществлять отбор измеренных функций  $\sigma_{\text{xn}}(E)$  по признакам наиболее точного измерения энергии ионов в эксперименте, а также отсутствия значительной роли предравновесной эмиссии в исследуемой реакции и отсутствия подавляющей конкуренции со стороны процесса деления. Кроме того, необходимо адекватное описание функций возбуждения  $(\text{Hl}, \text{xn})$  реакций при учете распределения ядер по угловому моменту, влияния конкуренции со стороны  $\gamma$ -канала на вид функций возбуждения и вклада центробежной энергии в кинетическую энергию нейтронов. Подобный анализ выполнен в работе <sup>9/</sup> для распада составных ядер эрбия в реакциях, удовлетворяющих большинству отмеченных признаков, и получены значения средней энергии нейтронов.

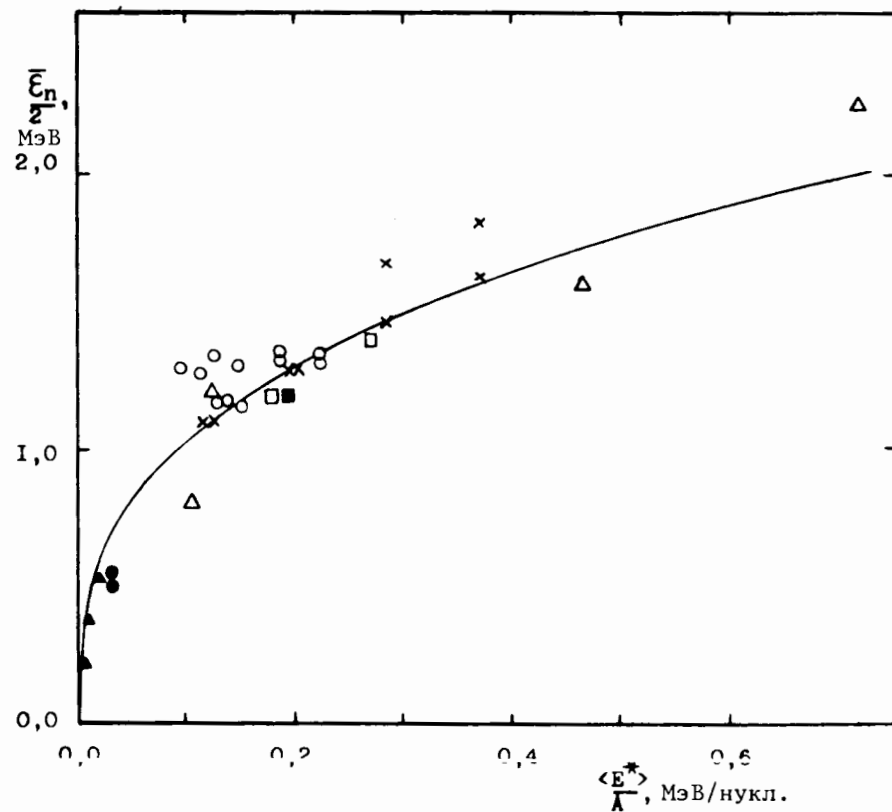


Рис.3. Систематика средней энергии нейтрона /или температуры/  $\bar{\epsilon}_n/2 = T$  в зависимости от отношения средней тепловой энергии возбуждения излучающих ядер  $\langle E^* \rangle$  к массовому числу  $A$ . Точки:  $\circ$  - анализ функций возбуждения (НІ, хп) реакций для составных ядер эрбия, выполненный в <sup>9/</sup>,  $\bullet$  - определено в <sup>10/</sup> по сплошным спектрам  $\gamma$ -лучей,  $\blacktriangle$  - анализ <sup>4/</sup> времени протекания реакций деления  $^{235,238}\text{U}(n, f)$ ,  $\Delta$ ,  $\blacksquare$  - анализ результатов измерений <sup>5,6/</sup> выполненный в настоящей работе,  $\square$  - результаты измерений <sup>1,8/</sup>,  $\times$  - результаты измерений <sup>17/</sup> для системы  $^{56}\text{Fe} /476 \text{ МэВ} + ^{185}\text{No}$ .

Результаты <sup>9/</sup> и анализа данных <sup>5,6/</sup>, выполненного в настоящей работе, совместно с экспериментальными определениями <sup>1,8/</sup> показаны точками на рис.3 в виде зависимости половины средней энергии нейтрона  $\frac{\bar{\epsilon}_n}{2} = T$  от  $\frac{\langle E^* \rangle}{A}$ . Величина  $\langle E^* \rangle$  представляет собой тепловую энергию возбуждения ядра после испускания нейтрона, усредненную по нейтронному каскаду и по распределению энергии возбуждения начального ядра. На том же рисунке приведены зна-

чения температуры, полученные при описании <sup>4/</sup> времени протекания реакций деления ядер  $^{235,238}\text{U}(n, f)$ , а также температуры, извлеченной из сплошных спектров  $\gamma$ -лучей в (НІ, хп)-реакциях <sup>10/</sup>. По точкам можно построить систематическую зависимость вида

$$T = 2,22 \left( \frac{E^*}{A} \right)^{1/3}$$
, показанную на рис.3 линией. Отклонение точек от систематики не столь велико, как можно было ожидать, учитывая разнообразие процессов, включенных в рассмотрение. Приведенной функции  $T(E^*, A)$  соответствует плотность уровней ядер в виде 
$$\rho(E^*, A) \sim \exp \frac{(E^*)^{2/3} A^{1/3}}{1,48}$$
.

Подобного вида функции  $T(E^*)$  и  $\rho(E^*)$  вводились ранее <sup>4/</sup> для области небольших энергий возбуждения  $E^* \leq 15 \text{ МэВ}$ .

Проверкой справедливости систематики  $T(E^*, A)$  должно быть описание добавочных экспериментальных результатов. В работах <sup>11,12/</sup> измерены угловые распределения нейтронов /интегрально по спектру/, образующихся при облучении толстых мишеней из средних и тяжелых элементов ионами от  $^{12}\text{C}$  до  $^{40}\text{Ar}$ . Определение температуры излучающих ядер по систематике рис.3 дает возможность более однозначно проанализировать результаты <sup>11,12/</sup>, чем это было сделано ранее. Для области слабоделящихся ядер выбрана характерная группа реакций НІ + Ag, для которой с применением формулы /21/ вычислены угловые распределения нейтронов распада составного ядра в л.с. Спектрально-угловое распределение нейтронов в с.с.и. предполагалось в виде

$$\frac{d^2W}{d\epsilon_c d\Omega_c} = \text{const} \frac{\epsilon_c}{T^2} e^{-\epsilon_c/T} (1 + B\epsilon_c \cos^2 \theta_c), \quad /29/$$

где параметр угловой анизотропии  $B$  вычислен при использовании следующего набора параметров:  $r_0 = 1,2 \text{ Фм}$ , момент инерции ядра  $J = 0,9 J_{\text{тв.т.}}$ ,  $J_{\text{тв.т.}}$  - момент инерции твердого шара, распределение ядер по угловому моменту  $I$  ограничено резко значением  $I_{\text{кр.}}$ . Величина  $I_{\text{кр.}} = 37,45, 60, 83 \hbar$  при взаимодействии с ядрами серебра ионов  $^{12}\text{C}$ ,  $^{16}\text{O}$ ,  $^{22}\text{Ne}$ ,  $^{40}\text{Ar}$  соответственно. Цифры для  $I_{\text{кр.}}$  получены путем анализа экспериментальных результатов <sup>13/</sup> с применением простой формулы <sup>14/</sup> для вычисления критического значения входного углового момента.

По данным рис.4 видно, что в случае ионов  $^{12}\text{C}$  и  $^{16}\text{O}$  рассчитанные угловые распределения в л.с. хорошо совпадают с экспериментальными, т.е. подтверждается правильность выбора температуры по систематике рис.3 и расчет анизотропии нейтронов в с.с.и. Однако в случае ионов  $^{22}\text{Ne}$  наблюдается определенный избыток выхода нейтронов вперед, который можно объяснить предравновесной эмиссией с интенсивностью 2-3% от полного выхода нейтронов. В реакции  $^{40}\text{Ar} + \text{Ag}$ , напротив, угловое распределение

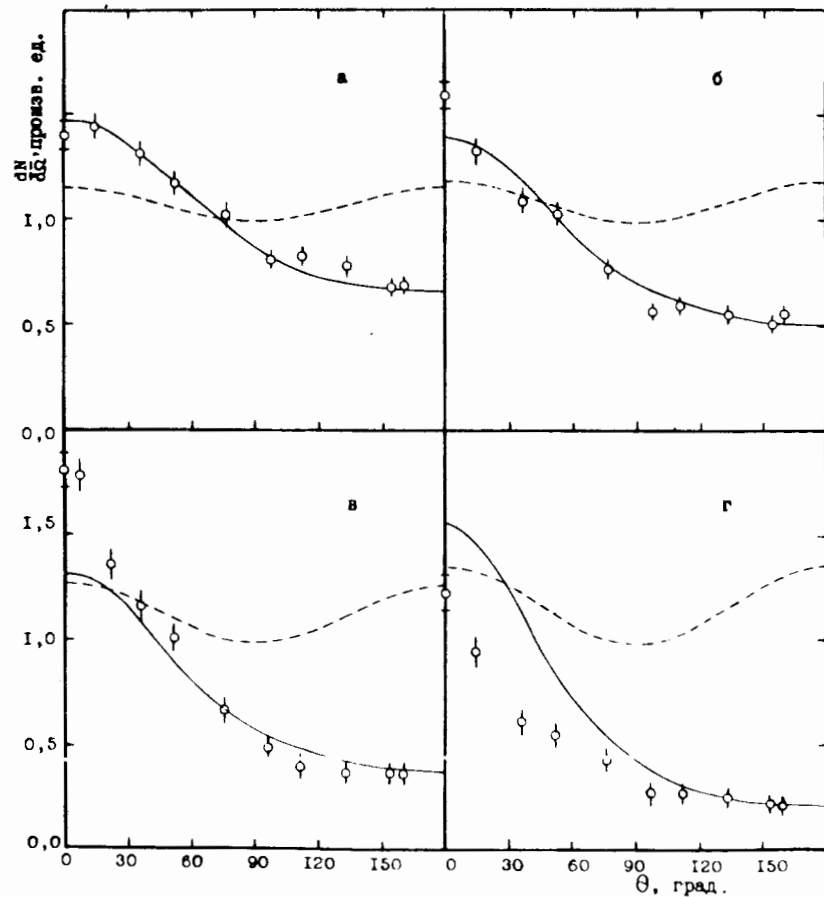


Рис.4. Угловые распределения нейтронов, испускаемых при взаимодействии пучков тяжелых ионов с толстой мишенью из  $^{nat}Ag$ : а - ионы  $^{12}C$  /81 МэВ/; б -  $^{16}O$  /135 МэВ/; в -  $^{22}Ne$  /175 МэВ/; г -  $^{40}Ar$  /295 МэВ/. Точки - эксперимент <sup>11/</sup>, сплошные линии - расчет для л.с., пунктир - с.ц.и.

оказывается не столь резко направленным вперед, как следует по расчету. Это означает, что заметную долю в полный выход вносят нейтроны, испускаемые продуктами глубоконеупругих взаимодействий ядер  $^{40}Ar$  и  $Ag$ . Наследуя скорость излучающих фрагментов, нейтроны получают более изотропное распределение в л.с., чем при испускании их направленным вперед составным ядром. Таким образом, с применением систематики, показанной на рис.3, удается получить добавочную информацию об особенностях излучения нейтронов в реакциях  $^{22}Ne$ ,  $^{40}Ar + Ag$ .

В случае делящихся ядер расчет сделан для взаимодействия ионов  $^{16}O$  и  $^{22}Ne$  с  $^{209}Bi$ . Использована формула /26/, предполагалось, что в системе движущегося осколка нейтроны излучаются изотропно. Угловое распределение нейтронов в л.с. является кинематическим отражением углового распределения осколков.

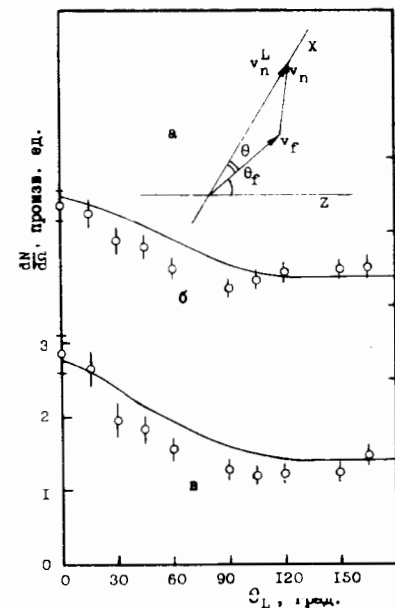


Рис.5. а/ - схема сложения векторов скорости нейтрона и осколка деления; б/ - сравнение с расчетом /линия/ измеренного /12/ углового распределения в л.с. /точки/ нейтронов, образующихся при облучении толстой мишени из висмута ионами  $^{16}O$  /135 МэВ/; в/ - то же, что и в случае б/, для ионов  $^{22}Ne$  /175 МэВ/.

Сравнение результатов расчета с экспериментом <sup>12/</sup> дано на рис.5б,в. Видно, что расчет неплохо воспроизводит асимметрию вперед-назад в распределении нейтронов в л.с., следовательно, подтверждается правильность выбора температуры по систематике рис.3. Однако

видно также, что в области углов  $\theta_L = 70-90^\circ$  экспериментальные точки систематически отклоняются вниз от расчетной кривой. Это говорит о наличии собственной анизотропии нейтронов, связанной со спином осколков деления. Отсюда можно найти, что угловой момент составного ядра практически полностью переходит в собственный угловой момент осколков. Такой вывод не соответствует оценкам классической механики в случае разделения вращающейся системы двух тел.

Еще один вид экспериментальных данных представляется интересным проанализировать с применением систематики  $T(E^*, A)$ . В работе <sup>15/</sup> измерены спектральные распределения протонов в реакциях  $^{209}Bi(^4He, pxn)$  для  $x = 0, 1, \dots$ . Результаты позволяют путем несложной обработки найти зависимость от энергии возбуждения вероятности испускания определенных чисел нейтронов  $P_{0n}(E^*)$ ,  $P_{1n}(E^*) \dots$ . При описании функций возбуждения  $(H1, xn)$ -реакций обычно определяют  $P_{xn}(E^*)$  для  $x \geq 2, 3$ , результаты типа полученных в <sup>15/</sup> дают подход к  $x = 0, 1, 2$ . На рис.6 в виде гистограммы показаны результаты измерений <sup>15/</sup>, преобразованные в величины  $P_{xn}(E^*)$  для указанной выше реакции при энергии ионов  $^4He$



45 МэВ. В этом случае вклад предравновесной эмиссии нейтронов очевидно невелик. Особенность выполненного анализа данных состоит в том, что для расчета функций  $P_{xn}(E^*)$  использована формула /19/, которая в явном виде учитывает зависимость спектра от номера нейтрона. Температура ядер взята согласно рис.3, и использована соответствующая зависимость  $\rho(E^*, A)$ . Вероятность деления ядер считалась пренебрежимо малой. Вероятность фикса-

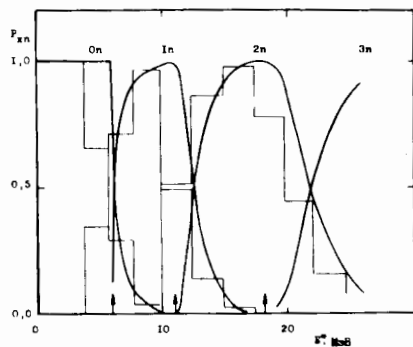


Рис.6. Вероятность испускания  $x$  нейтронов в зависимости от энергии возбуждения ядра: гистограмма - экспериментальное определение /15/ при исследовании реакций  $^{209}\text{Bi}(^4\text{He}, \text{pxn})$ ; жирная линия - расчет для тех же реакций. Стрелками указаны пороги каналов  $1n$ ,  $2n$ ,  $3n$ .

ции электромагнитного распада  $P_\gamma(E^*)$  определена путем описания измеренной функции  $P_{0n}(E^*)$  с применением формул /6,12/. Результаты расчета сравниваются с экспериментом на рис.6, видно неплохое соответствие. Однако получение более детальной информации стало бы возможным при улучшении энергетического разрешения эксперимента.

Результаты ранних измерений нейтронных спектров /16/ не очень сильно отличаются от предсказаний систематики, приведенной на рис.3. Однако для взаимодействия ионов  $^{40}\text{Ar}$  со средними ядрами, по-видимому, нельзя пренебречь вкладом нейтронов, излучаемых продуктами глубоконеупругих реакций. Это затрудняет анализ и не позволяет использовать результаты /16/ при построении систематики  $\epsilon_n(E^*)$ .

Таким образом, применение адекватной математической модели для описания разнообразных экспериментальных результатов по нейтронным спектрам позволяет найти значения температуры возбужденных ядер, которые при наличии умеренного разброса согласуются с систематической зависимостью вида  $T(E^*, A) \sim (E^*/A)^{1/3}$ .

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Ejiri H. Phys. Scr., 1981, 24, p. 130.
2. Карамян С.А. и др. ЭЧАЯ, 1973, 4, с. 456.
3. Chemin J.F. et al. Nucl. Phys., 1979, A331, p. 407.
4. Карамян С.А. ОИЯИ, Р4-82-60, Дубна, 1982.
5. Tserruya I. et al. Phys. Rev. Lett., 1981, 47, p. 16.

6. Блинов М.В. и др. Международный симпозиум по синтезу и свойствам новых элементов. ОИЯИ, Д7-80-556, Дубна, 1980, с. 64.
7. Hinde D.J. et al. Nucl. Phys., 1982, A385, p. 109.
8. Robinson R.L. et al. Phys. Rev., 1976, C14, p. 2126.
9. Каманин В.В., Карамян С.А. ЯФ, 1981, 33, с. 978.
10. Anderson O. et al. Nucl. Phys., 1978, A295, p. 163.
11. Ильинов А.С. и др. ЯФ, 1972, 16, с. 465.
12. Карамян С.А. и др. ЯФ, 1970, 11, с. 304.
13. Lefort M. et al. Riv. Nuovo Cim., 1974, 4, p. 79.
14. Бочев Б. и др. ЯФ, 1976, 23, с. 520.
15. Lieder R.M. et al. Phys. Scr., 1981, 24, p. 123.
16. Кумпф Г. и др. ЯФ, 1965, 1, с. 264.
17. Hilscher D. et al. Phys. Rev., 1979, C20, p. 576.

Рукопись поступила в издательский отдел  
15 июня 1983 года.

## НЕТ ЛИ ПРОБЕЛОВ В ВАШЕЙ БИБЛИОТЕКЕ?

Вы можете получить по почте перечисленные ниже книги,  
если они не были заказаны ранее.

D3-11787	Труды III Международной школы по нейтронной физике. Алушта, 1978.	3 р. 00 к.
D13-11807	Труды III Международного совещания по пропорциональным и дрейфовым камерам. Дубна, 1978.	6 р. 00 к.
	Труды VI Всесоюзного совещания по ускорителям заряженных частиц. Дубна, 1978 /2 тома/	7 р. 40 к.
D1,2-12036	Труды V Международного семинара по проблемам физики высоких энергий. Дубна, 1978	5 р. 00 к.
D1,2-12450	Труды XII Международной школы молодых ученых по физике высоких энергий. Приморско, НРБ, 1978.	3 р. 00 к.
	Труды VII Всесоюзного совещания по ускорителям заряженных частиц, Дубна, 1980 /2 тома/	8 р. 00 к.
D11-80-13	Труды рабочего совещания по системам и методам аналитических вычислений на ЭВМ и их применению в теоретической физике, Дубна, 1979	3 р. 50 к.
D4-80-271	Труды Международной конференции по проблемам нескольких тел в ядерной физике. Дубна, 1979.	3 р. 00 к.
D4-80-385	Труды Международной школы по структуре ядра. Алушта, 1980.	5 р. 00 к.
D2-81-543	Труды VI Международного совещания по проблемам квантовой теории поля. Алушта, 1981	2 р. 50 к.
D10,11-81-622	Труды Международного совещания по проблемам математического моделирования в ядерно-физических исследованиях. Дубна, 1980	2 р. 50 к.
D1,2-81-728	Труды VI Международного семинара по проблемам физики высоких энергий. Дубна, 1981.	3 р. 60 к.
D17-81-758	Труды II Международного симпозиума по избранным проблемам статистической механики. Дубна, 1981.	5 р. 40 к.
D1,2-82-27	Труды Международного симпозиума по поляризационным явлениям в физике высоких энергий. Дубна, 1981.	3 р. 20 к.
P18-82-117	Труды IV совещания по использованию новых ядерно-физических методов для решения научно-технических и народнохозяйственных задач. Дубна, 1981.	3 р. 80 к.
D2-82-568	Труды совещания по исследованиям в области релятивистской ядерной физики. Дубна, 1982.	1 р. 75 к.
D9-82-664	Труды совещания по коллективным методам ускорения. Дубна, 1982.	3 р. 30 к.
D3,4-82-704	Труды IV Международной школы по нейтронной физике. Дубна, 1982.	5 р. 00 к.

Заказы на упомянутые книги могут быть направлены по адресу:  
101000 Москва, Главпочтамт, п/я 79  
Издательский отдел Объединенного института ядерных исследований

Карамян С.А. P7-83-409  
Нейтронные спектры и температура возбужденных ядер

Приведены формулы и выполнен анализ содержащихся в литературе результатов измерения угловых и энергетических распределений нейтронов, излучаемых в реакциях с ионами от  ${}^4\text{He}$  до  ${}^{86}\text{Kr}$ . Формулы учитывают каскадный состав полных наблюдаемых спектров и кинематическое преобразование спектра за счет движения излучающего объекта в л.с. На основе описания результатов определены параметры температуры возбужденных ядер, которые при наличии умеренного разброса укладываются на систематическую зависимость  $T(E^*, A) \sim \left(\frac{E^*}{A}\right)^{1/3}$ .

Работа выполнена в Лаборатории ядерных реакций ОИЯИ.

Препринт Объединенного института ядерных исследований. Дубна 1983

Karamian S.A. P7-83-409  
Neutron Spectra and the Temperature of Excited Nuclei

Formulae are given and experimental data available are analysed on the angular and energy distributions of neutrons emitted in reactions with ions from  ${}^4\text{He}$  up to  ${}^{86}\text{Kr}$ . The formulae take into account the cascade composition of the total measured spectrum, and the kinematical transformation of the spectrum from the rest system in the lab. system. As a consequence of the result description, the temperature parameters for excited nuclei are determined, their values with moderate

scattering are arranged on the systematic dependence  $T(E^*, A) \sim \left(\frac{E^*}{A}\right)^{1/3}$ .

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

Preprint of the Joint Institute for Nuclear Research. Dubna 1983

Перевод О.С.Виноградовой