

568502336

С.В. Бочкарев, А.А. Коршенинников

ИАЭ-3756/2

**НЕРАВНОВЕСНЫЕ ПРОЦЕССЫ  
ПРИ ЭМИССИИ НЕЙТРОНОВ  
ИЗ РЕАКЦИЙ С ИОНАМИ  
ГЕЛИЯ, ЛИТИЯ-6 И УГЛЕРОДА.  
АНАЛИЗ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫХ ДАННЫХ**

Москва 1983

Ключевые слова: ядерные реакции, спектры нейтронов, модели.

Произведен анализ инклюзивных спектров нейтронов из реакций, инициируемых ионами гелия, лития и углерода при энергиях выше кулоновского барьера от 1,6 до 16 МэВ/нукл. В реакции с углеродом при энергии 1,6 МэВ/нукл. нейтроны рождаются в результате испарения из составного ядра. Во всех остальных реакциях обнаружено отклонение спектров от равновесного поведения. Дважды дифференциальные сечения образования нейтронов анализировались с помощью представления о существовании распределенных по углу источников энергичных нейтронов. Ширина углового распределения источников оказалась незначительной. Скорости источников лежат в области, которой отвечают скорости налетающего ядра на большом расстоянии от ядра-мишени, на вершине кулоновского барьера и в композиционном ядре. Найденных ширин энергетических распределений неравновесных нейтронов не могут объяснить простейшие теории фрагментации снаряда и реакции срыва. Эти ширины находят объяснение в рамках экситонной и гибридной моделей предравновесного распада, которые хорошо воспроизводят форму проинтегрированных по углам экспериментальных распределений нейтронов, однако не совпадают с ними по абсолютным величинам сечений. Найденные с помощью модели горячего пятна времена релаксации ( $1 - 4 \cdot 10^{-22}$  с) согласуются с данными, полученными из расчета по экситонной модели. Время протекания наиболее интенсивной неравновесной эмиссии оказывается равным  $1,5 - 3,5 \cdot 10^{-23}$  с в представлении о существовании горячего пятна и  $4 \cdot 10^{-23}$  с в экситонном расчете. Проведенное сравнение сечений выхода предравновесных нейтронов в реакциях с легкими и тяжелыми налетающими ядрами свидетельствуют о возможности существования единого механизма предравновесного распада в тяжелоионных столкновениях и в столкновениях с легкими частицами.

## ВВЕДЕНИЕ

За последние 15 — 20 лет был накоплен большой экспериментальный и теоретический материал, посвященный изучению неравновесного распада возбужденных ядер, образующихся при бомбардировке легкими частицами с энергией в несколько десятков МэВ [1]. Одновременно с этим в ядерной физике значительно увеличился интерес к реакциям с участием тяжелых ионов и, в первую очередь, к глубоко неупругим процессам (см., например, [2, 3]). Как неравновесные, так и глубоко неупругие процессы по временной шкале занимают промежуточное положение между быстрыми прямыми реакциями и медленным распадом составного ядра.

В сложившейся ситуации интересной была бы возможность проследить переход от легких частиц к тяжелым. Кроме того, в тех работах, где исследуется неравновесная эмиссия, наибольшее внимание уделяется каналам с заряженными частицами. Нейтронный же канал, возможно, позволит получить дополнительную информацию благодаря отсутствию кулоновского барьера.

Поэтому в работах [4 — 7] было предпринято изучение ядерных реакций с участием легких ионов  $^3\text{He}$ ,  $^4\text{He}$ , среднего ядра  $^6\text{Li}$  и сравнительно более тяжелого ядра  $^{12}\text{C}$ . Были получены экспериментальные данные по эмиссии нейтронов из четырех различных реакций, ведущих к одному и тому же композиционному ядру  $^{65}\text{Zn}$  с энергией возбуждения около 54 МэВ. Ниже перечислены эти реакции:



$$^{53}\text{Cr} (^{12}\text{C}, \text{Xn}), E_{\text{C}} = 53,5 \pm 1,9 \text{ МэВ.}$$

Для реакций с ионами гелия-3 и лития-6 эмиссия нейтронов исследовалась и при более высоких энергиях:

$$^{62}\text{Ni} (^3\text{He}, \text{Xn}), E_{\text{He}} = 59 \pm 0,6 \text{ МэВ;}$$

$$^{59}\text{Co} (^6\text{Li}, \text{Xn}), E_{\text{Li}} = 90 \pm 1,4 \text{ МэВ.}$$

Эксперименты проводились на 1,5-метровом циклотроне ИАЭ им. И.В. Курчатова с помощью время-пролетного спектрометра [8]. В качестве детектора нейтронов использовался кристалл стиблена с известной эффективностью [9]. Измерения проводились на пролетной базе 4,5 метра в диапазоне углов от 20 до 150°. Регистрировались нейтроны с энергиями от 1 до 50 МэВ.

## 1. РЕЗУЛЬТАТЫ ИЗМЕРЕНИЙ

Результатом измерений для шести указанных реакций явились двойные дифференциальные сечения нейтронов. При последующей обработке данных были получены угловые распределения в системе центра масс для различных интервалов энергий нейтронов. Полные погрешности в значениях сечений составляют менее 10% для энергий нейтронов 5 – 7 МэВ и менее 15% при энергиях 15 – 20 МэВ.

На рис. 1 – 6 точками представлены спектры нейтронов, а на рисунке 7 – угловые распределения. Ни первые, ни вторые не имеют какой-либо заметной особой структуры.

Все энергетические спектры, измеренные под большими углами, имеют больший наклон по сравнению со спектрами на малых углах (за исключением реакций с ионами углерода). Угловые распределения при малых энергиях нейтронов в пределах ошибок симметричны относительно 90° в системе центра масс (ц. м.). При больших энергиях наблюдается резкая направленность вперед, кроме реакции с ионами углерода.

Эти особенности отражают тот факт, что имеется вклад испарения, которое играет преобладающую роль на больших углах и существенно на малых. На малых углах в области больших энергий имеются нейтроны отличного от равновесного происхождения. Реакция с углеродом идет, по-видимому, в основном через составное ядро.

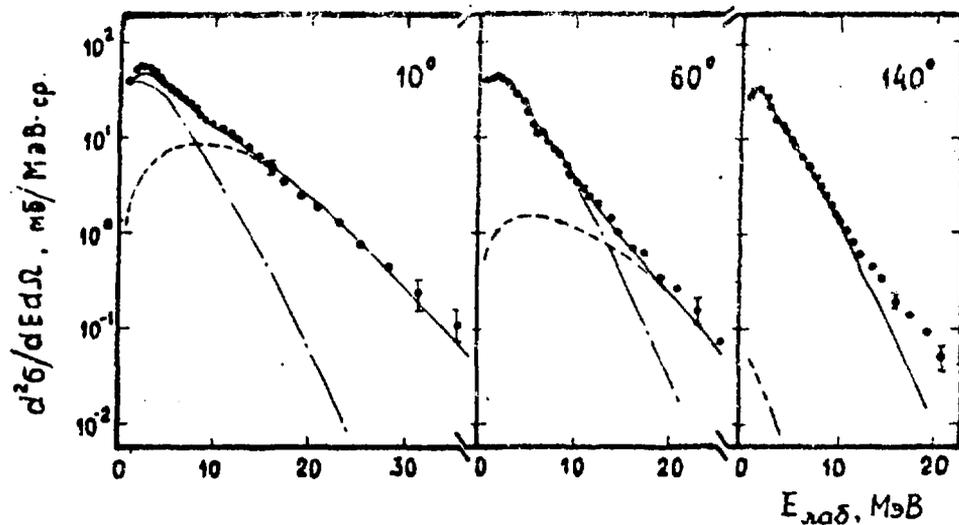


Рис. 1. Спектры нейтронов из реакции  ${}^6\text{Li}$  (39,7 МэВ) +  ${}^{59}\text{Co}$ . Точками показаны экспериментально полученные спектры, линиями изображены результаты источниковой аппроксимации: штрих-пунктирной — испарительная компонента; пунктирной — неравновесная компонента; сплошной — их сумма. Указаны погрешности относительного хода

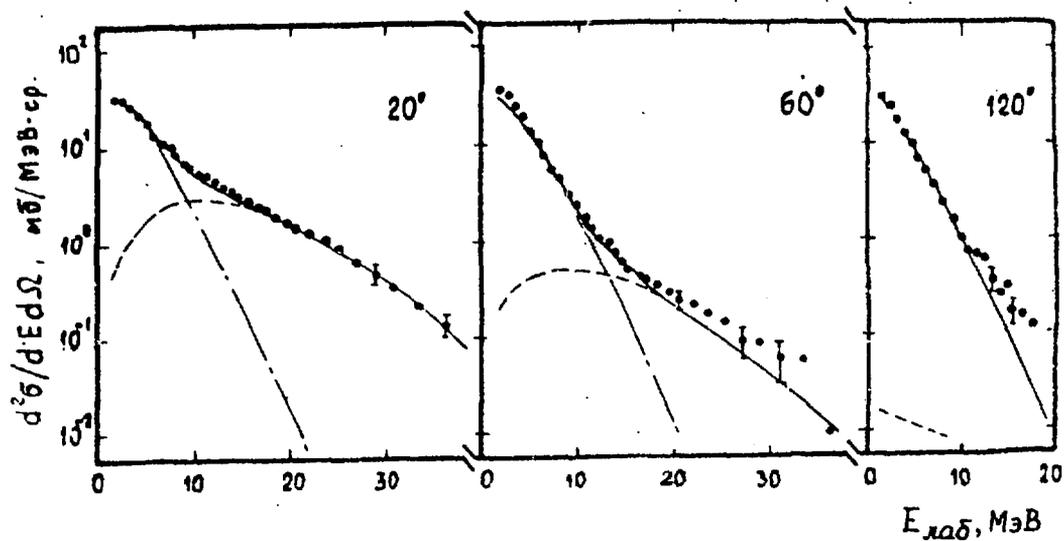


Рис. 2. То же, что на рис. 1, из реакции  ${}^3\text{He}$  (40,9 МэВ) +  ${}^{62}\text{Ni}$

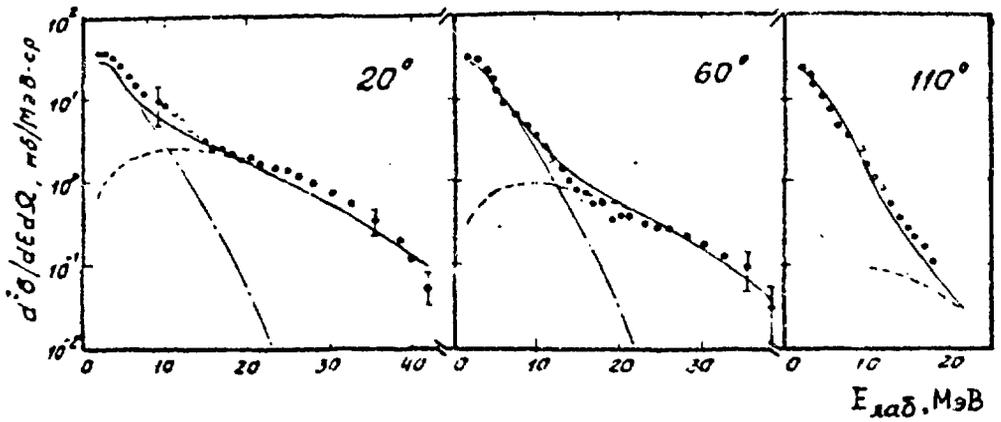


Рис. 3. То же, что на рис. 1, из реакции  ${}^4\text{He}(52,6 \text{ МэВ}) + {}^{61}\text{Ni}$

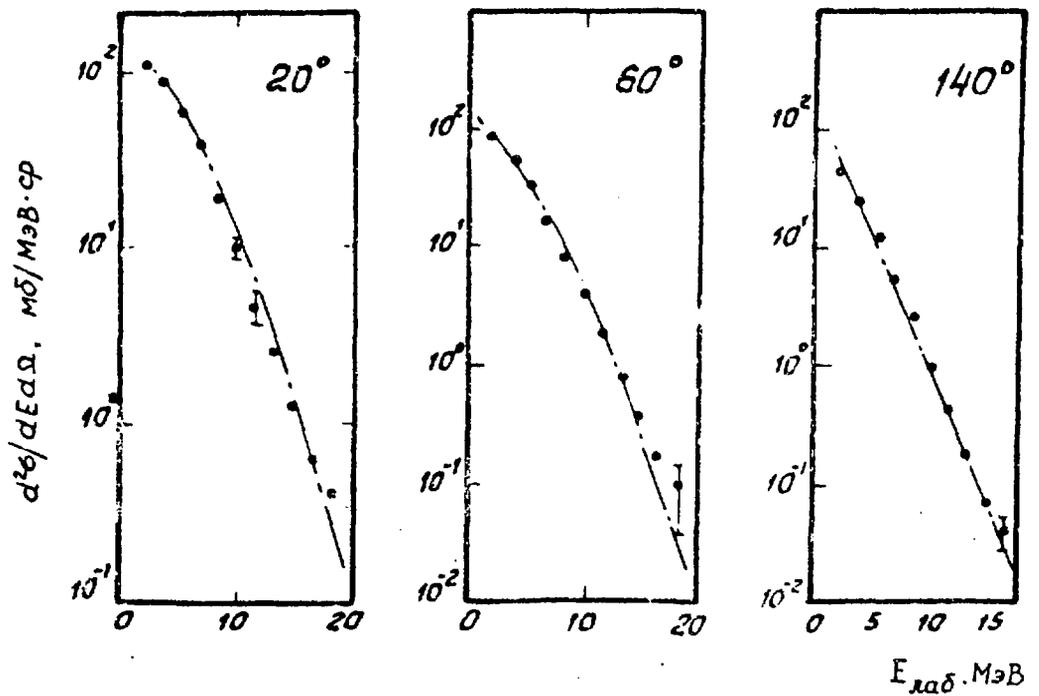


Рис. 4. То же, что на рис. 1, из реакции  ${}^{12}\text{C}(53,5 \text{ МэВ}) + {}^{53}\text{Cr}$

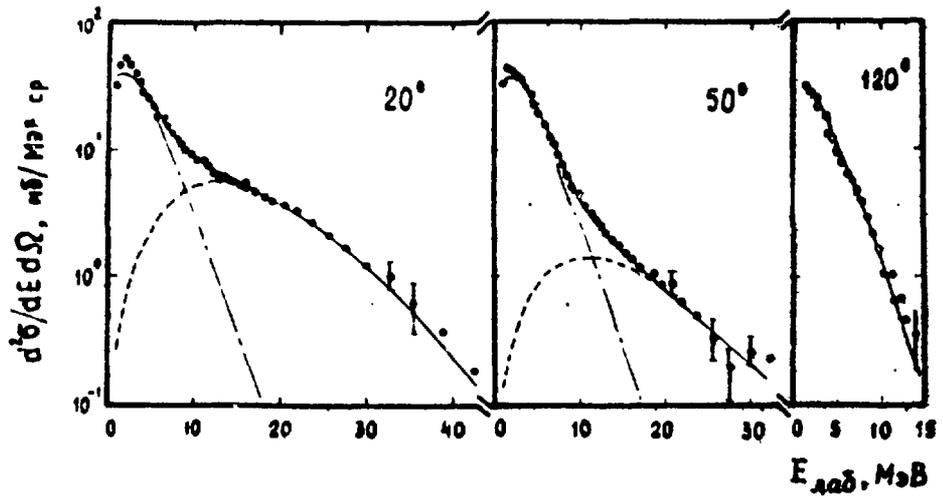


Рис. 5. То же, что на рис. 1, из реакции  ${}^3\text{He}(59 \text{ МэВ}) + {}^{62}\text{Ni}$

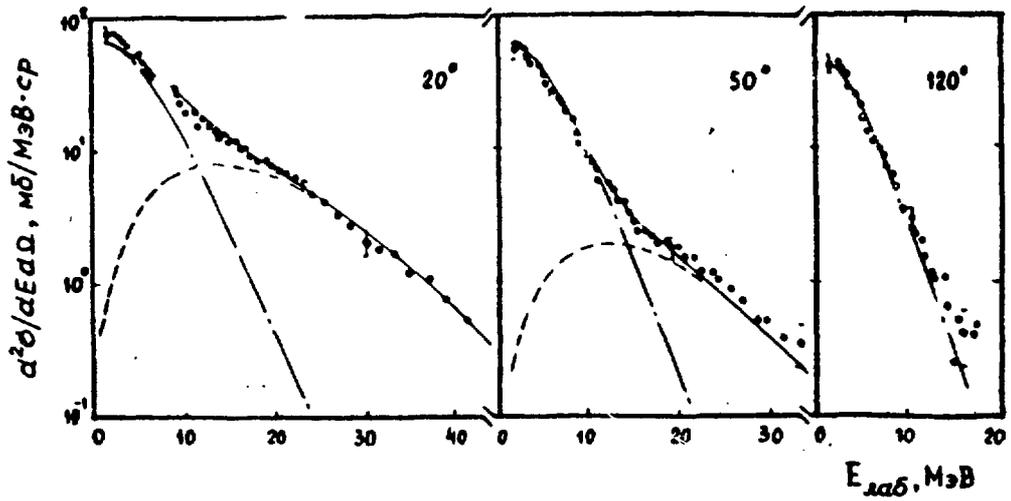


Рис. 6. То же, что на рис. 1, из реакции  ${}^6\text{Li}(90 \text{ МэВ}) + {}^{59}\text{Co}$

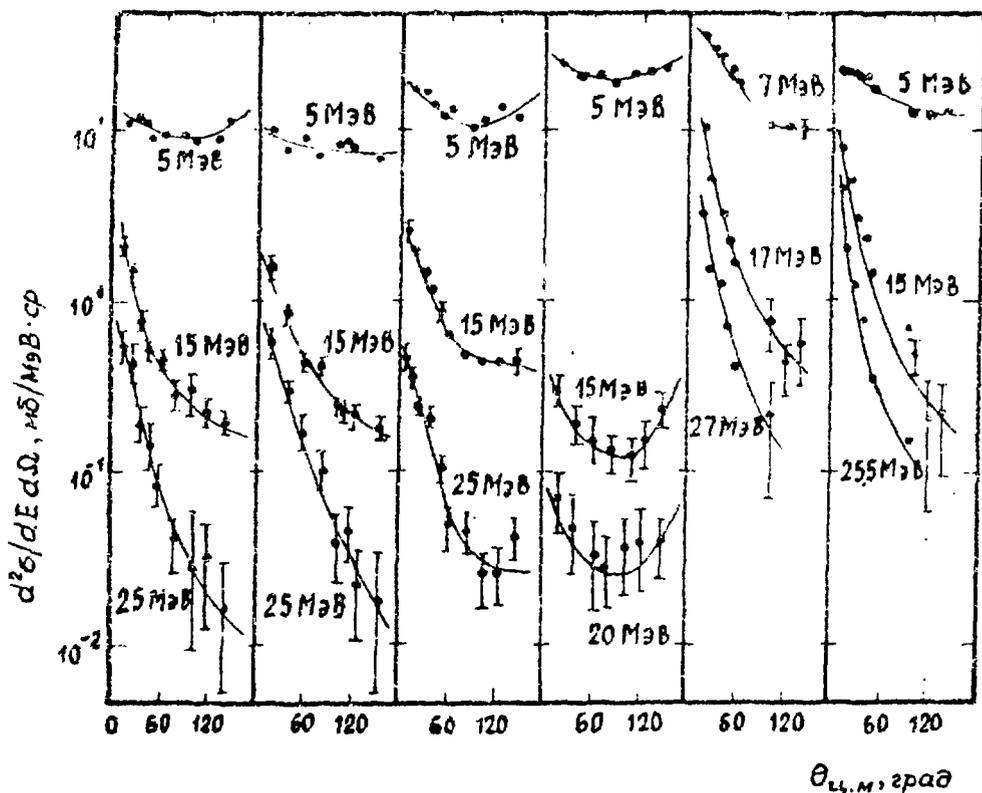


Рис. 7. Угловые распределения при различных энергиях нейтронов из реакций (слева направо):  ${}^3\text{He}$  (40,9 МэВ) +  ${}^{62}\text{Ni}$ ;  ${}^4\text{He}$  (52,6 МэВ) +  ${}^{61}\text{Ni}$ ;  ${}^6\text{Li}$  (39,7 МэВ) +  ${}^{59}\text{Co}$ ;  ${}^{12}\text{C}$  (53,5 МэВ) +  ${}^{53}\text{Cr}$ ;  ${}^6\text{Li}$  (90 МэВ) +  ${}^{59}\text{Co}$ ;  ${}^3\text{He}$  (59 МэВ) +  ${}^{62}\text{Ni}$ . Указаны погрешности относительного хода. Линии проведены через экспериментальные точки на глаз

В физике высоких энергий в том случае, когда ставится вопрос об источнике легких частиц, широко используется анализ с помощью переменных, инвариантных относительно преобразований Лоренца. В качестве таких переменных обычно выбирают быстроту и поперечный импульс частицы. В нерелятивистском пределе их аналогами являются продольный  $P_{\parallel}$  и поперечный  $P_{\perp}$  импульсы. В случае, когда имеется изотропный движущийся источник, линии инклюзивного инвариантного сечения  $(1/\sqrt{E}) \cdot (d^2\sigma/dE d\Omega)$  в координатах  $P_{\parallel}$  и  $P_{\perp}$  будут образовывать концентрические окружности, положение общего центра которых соответствует скорости источника.

На рис. 8 точками представлено экспериментальное инвариантное сечение в координатах продольного и поперечного импульсов на примере реакции  $^{59}\text{Co} (^6\text{Li}, \text{Xn})$  при  $E_{Li} = 90$  МэВ. Видно, что при малых значениях полного импульса, т.е. при малых энергиях, уровни одинакового сечения имеют своим геометрическим центром точку вблизи начала координат. В этой области физически выделенной является точка, соответствующая скорости центра масс. Относительно же поведения уровней одного сечения при больших энергиях на малых углах создается впечатление, что они имеют своим геометрическим центром точку, лежащую вблизи оси  $P_{||}$  существенно правее скорости составного ядра. Этот сложный характер уровней сечения на рис. 8 подчеркнут с помощью сплошных линий. Абсолютные величины сечений соседних линий отличаются в 2 раза. Аналогичная ситуация была отмечена и в остальных рассматриваемых здесь реакциях, кроме реакции с углеродом, где уровни одного сечения концентрически группируются вокруг скорости центра масс (см. рис. 9).

В предлагаемой работе вначале исследуется предположение о том, что нейтроны рождаются в результате испарения из составного ядра, а также испускаются быстро летящими источниками. Для анализа энергетических спектров используются экситонная и гибридная модели.

## 2. МОДЕЛЬ ИСТОЧНИКОВ

### 2.1. Описание модели источников

Для описания эмиссии частиц из источника использовалась следующая зависимость:

$$d\sigma/d\vec{P} \sim \exp(-\vec{P}^2/2B^2). \quad (1)$$

Здесь  $\vec{P}$  — импульс вылетающей частицы в системе покоя источника;  $B$  — ширина импульсного распределения. Такое выражение выводится в рамках модели Сербера для фрагментирующих частиц [10], а также в abrasion — модели [11] и модели файербола [12]. В термодинамических моделях вероятность эмиссии дается [11, таким же выражением (1) с  $B^2 = mT[A_T(A_P - A_T)/A_P]$ , где  $m$  — масса нуклона;  $T$  — температура источника;  $A_T$  и  $A_P$  — массовые числа испускаемого фрагмента и снаряда.

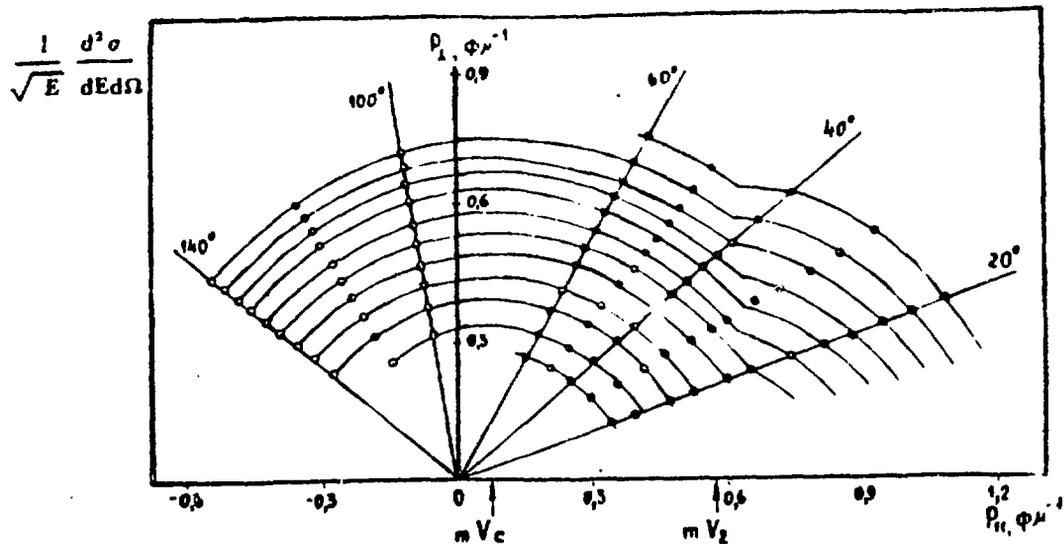


Рис. 8. Инвариантное сечение  $(1/\sqrt{E}) \cdot (d^2\sigma/dE d\Omega)$  для реакции  ${}^6\text{Li}$  (90 МэВ) +  ${}^{59}\text{Co}$  в плоскости координат продольного и поперечного импульсов в лабораторной системе координат.  $V_c$  – скорость составного ядра;  $V_2$  – предполагаемая скорость быстрого источника;  $m$  – масса нейтрона

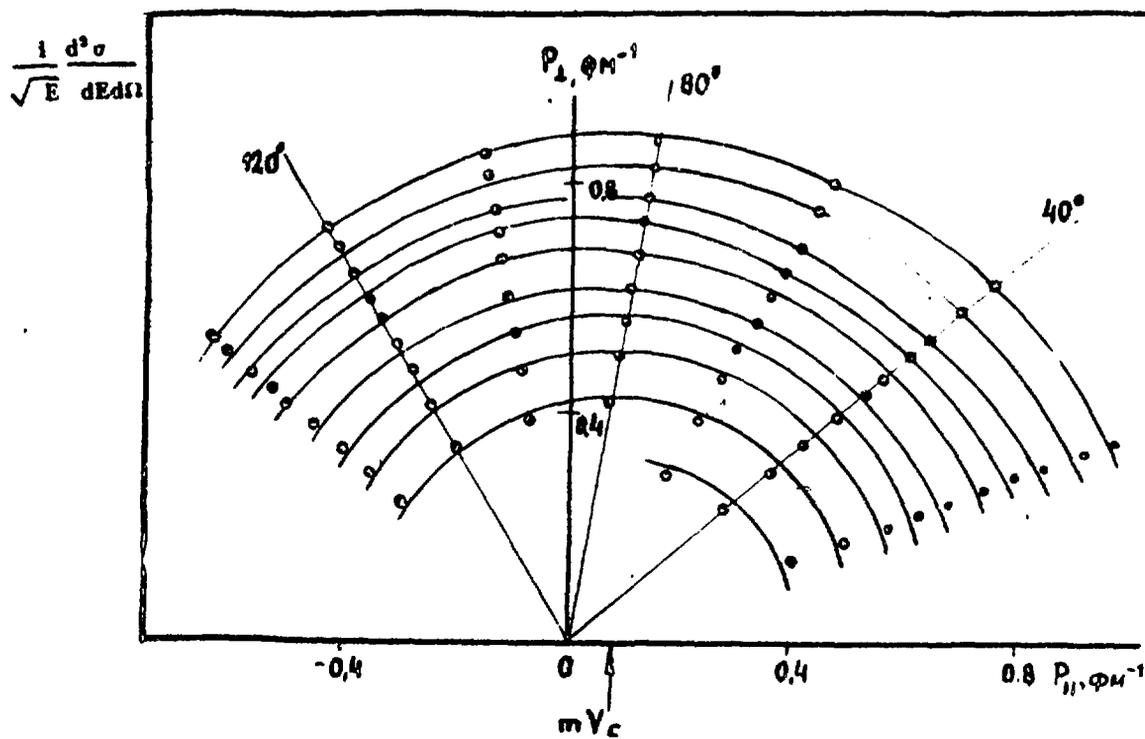


Рис. 9. То же, что на рис. 8, для реакции  ${}^{12}\text{C}$  (53,5 МэВ) +  ${}^{53}\text{Cr}$

Пусть имеется распределение источников  $\vec{F}$ , скорости которых лежат в достаточно малой окрестности некоторого значения  $|\vec{V}_2|$ , и все они достаточно "похожи" друг на друга, чтобы использовать для них одно и то же  $B$ . Таким образом,  $F = F(\hat{V}_2)$ , где  $\hat{V}_2$  — угловые координаты вектора  $\vec{V}_2$ .

Тогда вероятность образования источника со скоростью  $\vec{V}_2$  и последующей эмиссии из него нейтрона с импульсом  $\vec{P}$  пропорциональна выражению

$$F(\hat{V}_2) \exp(-\tilde{P}^2/2B^2). \quad (2)$$

Импульс детектируемого нейтрона в системе ц. м.  $\vec{P} = \vec{P} + \vec{P}_2$ , где  $\vec{P}_2$  — импульс нейтрона, движущегося со скоростью источника. В итоге

$$d\sigma/d\vec{P} \sim \int F(\hat{V}_2) \exp(-\tilde{P}^2/2B^2) d\hat{V}_2. \quad (3)$$

Из-за сильной анизотропии с преимущественным вылетом вперед источниковая интерпретация, как показано на рис. 8, должна дать источник со скоростью, существенно большей скорости составного ядра. При рассматриваемых скоростях падающей частицы лобовые столкновения приводят, по-видимому, к быстрой остановке снаряда (см. [3, 13, 14]), поэтому источники скорее всего рождаются в периферических реакциях. Роль периферических реакций усиливается и за счет геометрических факторов.

Для сечений краевых реакций Струтинским было предложено [15] выражение

$$d\sigma/d\Omega \sim \alpha^{-2} \sin^{-1} \theta_2 \left[ \exp\left(-\frac{(\theta_c - \theta_2)^2}{2\alpha^2}\right) + \exp\left(-\frac{(\theta_c + \theta_2)^2}{2\alpha^2}\right) \right]. \quad (4)$$

В данном случае  $\theta_2$  — полярный угол вектора  $\vec{V}_2$ ,  $\theta_c$  — угол "средней" из траекторий, дающих вклад в данную поверхностную реакцию образования источников (этой траектории отвечает угловой момент  $l_0$ ).  $\alpha = 1/\Delta l$ , где  $\Delta l$  — ширина пакета траекторий по угловому моменту  $l$ .

Известна также работа [16], где авторы для получения периферического сечения неупругого рассеяния использовали адиабатическое

приближение с сильным поглощением. Однако выражение Струтинского и формула из работы [17] не справедливы в области малых углов:  $0 \leq \theta_2 \leq 1/10$ , которая существенна при интегрировании в формуле (3). Поэтому для  $F$  было использовано выражение

$$F \sim \exp(-\theta_2/2\theta_0), \quad (5)$$

которое не сингулярно в нуле, но как показано на рис. 10, удовлетворительно совпадает с зависимостями из [15 и 16] в широком диапазоне углов. Однако необходимо отметить, что выбор выражения для  $F$  в форме (5) конечно не означает, что оно может быть использовано лишь для периферических реакций.

Выражение (3) теперь принимает вид

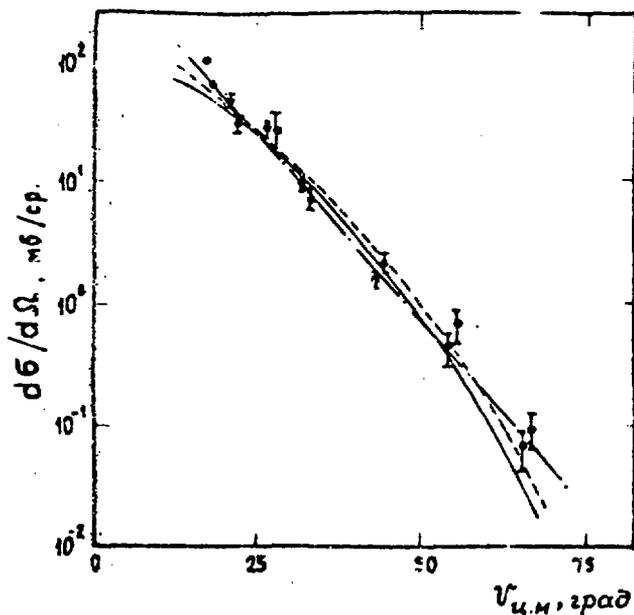


Рис. 10. Угловое распределение в системе центра масс неупругого (с возбуждением уровня  $\frac{3}{2} - 2,185$  МэВ) рассеяния лития на кобальте при энергии 40 МэВ. Сплошной линией изображен результат расчета по формуле (4); пунктирной — по формуле работы [16] (с усреднением осцилляций); штрих-пунктирной — аппроксимации выражением (5). Экспериментальные данные из работы [45] показаны точками

$$\frac{1}{\sqrt{E}} \frac{d^2\sigma}{dE d\Omega} = S^2 \int_0^{\zeta} \exp(-b_2/2\theta_0) \exp\left(-\frac{P^2 + P_2^2 - 2PP_2 \cos\theta \cos\theta_2}{2B^2}\right) \times \quad (6)$$

$$\times I_0\left(\frac{PP_2 \sin\theta \sin\theta_2}{B^2}\right) \sin\theta_2 d\theta_2,$$

поскольку

$$\tilde{P}^2 = P^2 + P_2^2 - 2PP_2(\cos\theta \cos\theta_2 + \sin\theta \sin\theta_2 \cos\varphi_2), \quad (7)$$

где  $E = P^2/2m$  — энергия детектируемого нейтрона в системе ц. м.;  $I_0$  — цилиндрическая функция Бесселя;  $\zeta$  — угол регистрации нейтронов в системе ц. м.;  $\varphi_2$  — азимутальный угол вектора  $\vec{V}_2$ , нулевым принят азимутальный угол вектора  $\vec{P}$ .

Выражение (6) содержит четыре неизвестных параметра: импульс  $P_2$ , пропорциональный скорости источников;  $B$  — ширину импульсно-

Таблица 1. Результаты подгонки и некоторые расчетные величины для испарительной части спектров

Реакция	$T_{\max}$ МэВ	$T$ , МэВ	$\sigma_B$ , мбарн	$\eta$	$\sigma_C$ , мбарн	$\sigma_R$ , мбарн
$^{59}\text{Co} (^6\text{Li}, n)$ 39,7 МэВ	2,6	1,95 $\pm 0,1$	2160 $\pm 50$	2,87	750	1703
$^{62}\text{Ni} (^3\text{He}, n)$ 40,9 МэВ	2,6	1,8 $\pm 0,1$	1660 $\pm 40$	2,73	610	1624
$^{61}\text{Ni} (^4\text{He}, n)$ 52,6 МэВ	2,6	1,9 $\pm 0,1$	1590 $\pm 40$	2,76	570	1643
$^{53}\text{Cr} (^{12}\text{C}, n)$ 53,5 МэВ	2,6	1,9 $\pm 0,2$	3900 $\pm 60$	2,74	1420	1432
$^{62}\text{Ni} (^3\text{He}, n)$ 59 МэВ	2,9	2,0 $\pm 0,1$	2090 $\pm 50$	3,4	610	1673
$^{59}\text{Co} (^6\text{Li}, n)$ 90 МэВ	3,5	2,2 $\pm 0,2$	3490 $\pm 60$	4,75	730	1934

Таблица 2. I результаты подгонки и некоторые расчетные величины для неравновесной части спектров

Реакция	$\epsilon^*$ , МэВ/ нукл.	$P_2$ , фм <sup>-1</sup>	$P_{2\infty}$ , фм <sup>-1</sup>	$P_{2K}$ , фм <sup>-1</sup>	$P_{2i\eta}$ , фм <sup>-1</sup>	$B$ , фм <sup>-1</sup>	$\theta_0$ , град.	$\arctg(B/P_2)$ , град.	$\alpha_{UFO}$ , мбарн
<sup>59</sup> Co ( <sup>6</sup> Li, n) 39,7 МэВ	4,0	0,45 ± 0,2 (0,4 ± 0,2)	0,51	0,37	0,22	0,24 ± 0,03 (0,23 ± 0,03)	4 ± 3	29 ± 5	210 ± 40 (230 ± 50)
<sup>62</sup> Ni ( <sup>3</sup> He, n) 40,9 МэВ	9,8	0,65 ± 0,1 (0,65 ± 0,1)	0,77	0,65	0,68	0,24 ± 0,04 (0,24 ± 0,06)	5 ± 3	21 ± 4	140 ± 30 (110 ± 30)
<sup>61</sup> Ni ( <sup>4</sup> He, n) 52,6 МэВ	10,0	0,55 ± 0,15 (0,6 ± 0,2)	0,74	0,65	0,5	0,27 ± 0,03 (0,28 ± 0,02)	8 ± 6	27 ± 5	150 ± 30 (160 ± 30)
<sup>53</sup> Cr ( <sup>12</sup> C, n) 53,5 МэВ	1,6								менее 60
<sup>62</sup> Ni ( <sup>3</sup> He, n) 59 МэВ	15,9	0,75 ± 0,15 (0,8 ± 0,2)	0,93	0,83	0,86	0,23 ± 0,03 (0,23 ± 0,03)	5 ± 2	15 ± 3	190 ± 40 (180 ± 40)
<sup>59</sup> Co ( <sup>6</sup> Li, n) 90 МэВ	12,3	0,7 ± 0,2 (0,7 ± 0,2)	0,77	0,69	0,64	0,25 ± 0,02 (0,24 ± 0,03)	4 ± 3	19 ± 4	280 ± 60 (300 ± 70)

\*  $\epsilon = (E_{ц,м} - V_K)/\mu$ , где  $V_K$  – высота кулоновского барьера;  $\mu$  – приведенная масса во входном канале.

го распределения в системе покоя источников; ширину углового распределения источников  $\theta_0$ , а также некоторый амплитудный множитель, который обозначен через  $S_2$ .

Для описания вклада составного ядра было использовано выражение (17), которое дает простейшая испарительная теория в предположении об отсутствии влияния углового момента ядра на распределение испускаемых частиц, что в случае нейтронов допустимо:

$$d^2\sigma/dEd\Omega = S_1 E \sigma_{inv}(E) \exp(-E/T), \quad (8)$$

где  $T$  — ядерная температура. Сечение взаимодействия  $\sigma_{inv}(E)$  с ядром нейтронов при энергии  $E$  рассчитывалось при помощи программы "Overlaid Alice" [18]. Из выражения (8) получаются еще два неизвестных параметра  $T$  и  $S_1$ .

С помощью выражений (6) и (8) удалось аппроксимировать спектры нейтронов из всех шести реакций. Результаты подгонки методом наименьших квадратов показаны на рис. 1 — 6, а в табл. 1 и 2 даны найденные значения параметров и некоторые расчетные величины.

## 2.2. Результаты модельной обработки спектров

Табл. 1 иллюстрирует испарительную часть спектров. При образовании составного ядра его энергия возбуждения определяется энергией относительного движения снаряда и мишени  $E_{ц.м}$  и энергией связи снаряда  $\epsilon_p$  в композиционном ядре  $\epsilon_p$ . Получаемая таким образом энергия  $E_{ц.м} + \epsilon_p$  является максимально достижимой энергией, идущей на нагрев, она соответствует лобовым столкновениям с нулевым моментом. Из этой величины можно определить верхнюю границу для температуры. В табл. 1 она обозначена через  $T_{max}$  и была получена из обычного выражения  $T_{max} = [(E_{ц.м} + \epsilon_p)/a]^{1/2}$ , при  $a = A/8,0 \text{ МэВ}^{-1}$ , где  $A$  — число нуклонов в ядре.

Все найденные из экспериментальных данных значения  $T$  меньше  $T_{max}$ , что естественно, так как часть энергии идет на вращение ядра. В первых четырех реакциях образуются системы с приблизительно равными энергиями возбуждения около 54 МэВ, близкими оказались и значения  $T$ .

Интегрированием выражения (8) при найденных подгонкой значениях  $S1$  и  $T$  были получены сечения выхода испарительных нейтронов  $\sigma_B$ . На основании  $\sigma_B$  были найдены значения сечений образования составного ядра с выходом нейтронов,  $\sigma_C = \sigma_B / \bar{\eta}$ . При этом использовались рассчитанные по программе "Overlaid Alice" [18] значения средней множественности  $\bar{\eta}$ . В табл. 1 приведены и полные сечения реакций  $\sigma_R$ , вычисленные при помощи той же программы. Как видно, все найденные значения  $\sigma_C$  разумны, так как они не превосходят величин  $\sigma_R$ .

Табл. 2 иллюстрирует результаты подгонки для источникового выражения (6).

В работе [19] была предпринята попытка найти общий параметр который управляет сечениями неравновесных процессов. На основе систематизации сечений выхода быстрых  $\alpha$ -частиц в качестве такого параметра была предложена энергия, приходящаяся на нуклон во входном канале. В реакции с ионами углерода, где энергия на нуклон (в табл. 2 столбец  $\epsilon$ ) равна 1,6 МэВ, неравновесные нейтроны обнаружены не были. В пяти других реакциях, где эта энергия велика, вплоть до 16 МэВ/нукл, неравновесная часть присутствует.

Использование для испарения из компаунд-ядра грубого выражения (8), по-видимому, не вносит существенной ошибки в параметры неравновесной части. Это следует из табл. 3, где сравниваются результаты подгонки при двух различных аппроксимациях испарительной части. В первой из них использовалось выражение (8). Во втором случае на основании энергетического распределения испаряющихся нейтронов, рассчитанного по программе "Overlaid Alice" [18], после введения угловой анизотропии для дважды дифференциального сечения было получено выражение

$$\frac{d^2\sigma}{dE d\Omega} = \frac{S1}{4\pi} (1 - \beta \cos^2\theta) \left. \frac{d\sigma}{dE} \right|_{\text{Alice}} \quad (9)$$

Здесь  $\beta$  — параметр анизотропии;  $d\sigma/dE|_{\text{Alice}}$  — результат расчета по упомянутой программе. Параметрами подгонки являются  $S1$  и  $\beta$ . Как видно, в обоих случаях были получены одинаковые неравновесные части.

Найденные подгонкой величины  $P_2$  лежат в области значений  $P_{2\infty}$ ,  $P_{2K}$  ил.  $P_{2in}$  (третий, четвертый и пятый столбцы в табл. 2).

Таблица 3. Исследование влияния на параметры быстрых источников способа описания испарительной части спектров на примере реакции  $^{59}\text{Co}(^6\text{Li}, n)$  при энергии лития 90 МэВ

Аппроксимация выражениями	Испарительная часть	S2	$P_2$	B	$\theta_0$
(8) и (6)	$S1 = 0,068$ $T = 2,15$	108	0,73	0,245	4,45
(9) и (6)	$S1 = 0,495$ $\beta = -0,35$	112	0,72	0,251	6,21

Символом  $P_{2\infty}$  обозначен импульс нейтрона, соответствующий скорости налетающего ядра,  $P_{2K}$  отвечает скорости снаряда на вершине кулоновского барьера. А  $P_{2in}$ , равно  $[2m((E_{ц.м} + \epsilon_{P_1})/A_p - \epsilon_n)]^{1/2}$  ( $\epsilon_{P_1}$  и  $\epsilon_n$  — энергии связи снаряда и нейтрона в композиционном ядре), является скоростью нейтрона, который в составе снаряда влетел в мишень и после разрушения снаряда тут же вылетел. (Приведенные в табл. 2 величины, заключенные в скобки, будут пояснены ниже.)

Во всех пяти реакциях для разных налетающих частиц и различных энергий были получены близкие ширины импульсного распределения B: от  $0,22 \text{ фм}^{-1}$  до  $0,30 \text{ фм}^{-1}$ .

В той же таблице даны значения ширины углового распределения источников  $\theta_0$ . Угловые ширины эмиссии нейтронов из источников в центре масс, определяемые как  $\arctg(B/P_2)$ , имеют величины порядка  $15 - 30^\circ$ , т.е. превосходят  $\theta_0$  в 3 — 7 раз. Поэтому в уравнении (6) функцию F можно заменить на  $\delta$ -функцию и записать (6) в виде

$$\frac{1}{\sqrt{E}} \frac{d^2\sigma}{dE d\Omega} = S2 \exp\left(-\frac{P^2 + P_2^2 - 2PP_2 \cos\theta}{2B^2}\right). \quad (10)$$

В табл. 2 значения, заключенные в скобки, были получены при аппроксимации спектров выражением (10), т.е. в представлении о существовании одного источника, летящего под углом  $0^\circ$ . В результате были найдены те же значения параметров, что и при использовании (6). Критерий  $\chi^2$  для этих двух случаев аппроксимации различался не более чем на 7%.

В табл. 2 приведены также полученные интегрированием выражений (6) и (10) сечения выхода нейтронов из быстрых источников  $\sigma_{UF0}$ .

### 2.3. Обсуждение результатов источниковой обработки спектров

Итак, выражение (10) столь же удачно воспроизводит экспериментальные спектры, как и (6). Вместе с тем, (10) по виду совпадает с соотношением, полученным впервые Лукьяновым и Петковым [20] для анализа спектров развала, измеренных Бриттом и Куинтоном [21]. Этот результат, полученный в борновском приближении с плоскими волнами, до настоящего времени успешно применяется для описания развала [19]. При таком подходе ширина  $B$  должна быть связана с энергией отделения нейтрона из налетающего ядра  $S_n$  соотношением  $B \sim \sqrt{\epsilon_n}$ . Однако, как показано на рис. 11, величина  $B/S_n^{1/2}$  в рассматриваемых реакциях не постоянна. Поэтому, исходя из предположения о том, что во всех пяти реакциях быстрые источники имеют одинаковую природу, приходится отвергнуть гипотезу о развале как о процессе, определяющем вклад быстрых нейтронов.

Было получено развальное распределение для случая слабосвязанного ядра лития. Оно изображено на рис. 12 пунктиром и рассчитано в борновском приближении с плоскими волнами. Использовалась волновая функция для ямы Вудса — Саксона с параметрами, обеспечивающими реальную энергию связи в литии (по программе "Lola" [22]). Сплошной линией на этом рисунке представлен результат источниковой подгонки выражением (10). Видно, что ширины этих распределений различаются в 3 раза.

Полученных значений для ширин не объясняет и abrasion-модель [11], которая дает  $B^2 = \sigma_0^2 [A_F (A_P - A_F) / (A_P - 1)]$ . Величина  $\sigma_0$  связана с импульсом Ферми  $P_F$  соотношением  $\sigma_0 = P_F / \sqrt{5}$ . Для  ${}^3\text{Li}^0$  в опытах по электронному рассеянию было найдено [23]  $P_F = (169 \pm 5)$  МэВ/с, откуда для  $B$  получается отличное от найденного подгонкой значение равное  $0,38 \pm 0,01$  фм<sup>-1</sup>. Данных о  $P_F$  для  ${}^3\text{He}$  и  ${}^4\text{He}$  в литературе пока нет.

В работе Гольдхабера [11] дается рецепт нахождения температур источников:  $\sigma_0^2 = mT [(A_P - 1) / A_P] \cdot (m - \text{масса нуклона})$ . Для реакций с  ${}^3\text{He}$ ,  ${}^4\text{He}$  и  ${}^6\text{Li}$  были найдены температуры равные 3,7 — 3,8, 4,2 и 2,9 — 3,0 МэВ соответственно. Однако справедливость приближения статистического равновесия в столь малых системах представляется проблематичной.

В работе [19] приведены расчеты для реакций срыва. При этом приближение с плоскими волнами и расчет с искаженными волнами дают результаты с общим свойством: в реакциях срыва спектры стано-

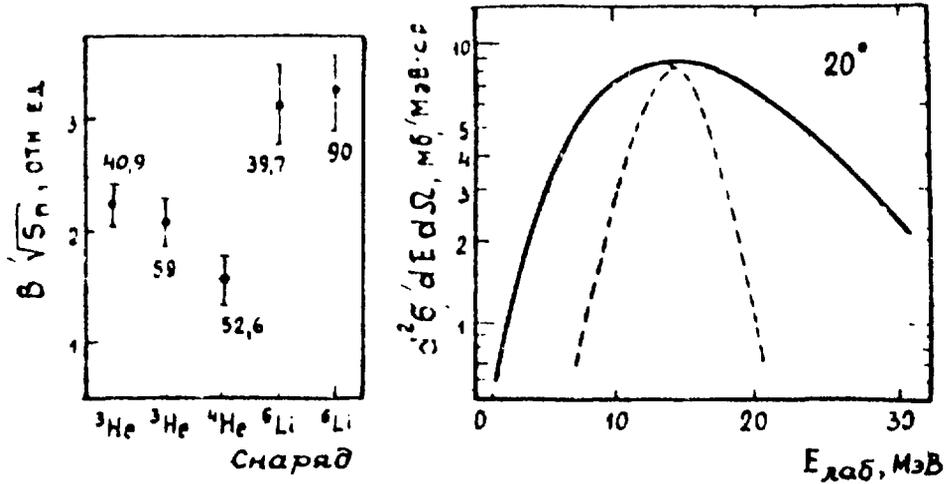


Рис. 11. Исследование возможности рождения быстрых нейтронов в результате упругого развала снаряда: значения  $\sigma/S_n^{1/2}$  для реакций с ионами гелия и лития. Числа в поле рисунка означают энергии налетающих ядер в МэВ

Рис. 12. Исследование возможности рождения быстрых нейтронов из реакции  ${}^6\text{Li}$  (90 МэВ) +  ${}^{59}\text{Co}$  в результате упругого развала лития: сплошная линия — неравновесная компонента спектра, полученная с помощью "источниковой" аппроксимации; пунктирная — расчет упругого развала в борновском приближении с плоскими волнами. Результат расчета развала подогнан к максимуму "источниковой" кривой

вятся по сравнению с развальными уже. Это сужение обусловлено фактором  $\exp(-(\vec{P} - \vec{P}_0)^2 \Delta^2)$ , где  $\vec{P}_0$  — импульс налетающей частицы;  $\Delta$  характеризует "узость" данной периферической реакции по радиусу ядра — мишени или, если перейти к парциальным сечениям, по угловому моменту во входном канале. Развальная ширина, пропорциональная  $\sqrt{S_n}$ , для реакций с  $\alpha$ -частицами больше, чем для реакций с ионами лития. Тогда, если в первом приближении принять  $\Delta$  пропорциональной размеру снаряда, различие в ширинах для реакций с  $\alpha$ -частицей и большим по размерам литием за счет указанного фактора должно усугубиться. Поэтому одно и то же значение ширины для всех реакций исключает срыв как доминирующий процесс, дающий быстрые нейтроны.

Таким образом, создается впечатление, что быстрые источники находятся в композиционном ядре. Существуют хорошо разработанные модели, которые согласуются с представлением об источниках в ядре. Это предравновесные модели. Их общей чертой как раз и является

предположение о начальной локализации внесенного в ядро возбуждения. Простейшей из них является модель Бондорфа и др. [24], в которой нуклоны через локальное "окно" в барьере переходят из одного ядра в другое, "простреливая" последнее. Более четко идея пространственно-временной локализации выражена в моделях "горячего пятна" [25], [13]. В случае рассматриваемых реакций применимы версии этой модели [26], в которых учтено затухающее движение "пятна" в ядерной материи. При этом для температуры получают зависящее от времени  $t$  выражение  $T = (E_{ц.м.}/a)^{1/2} \{ (A_P A_T(t))^{1/2} / (A_P + A_T(t)) \}$ , имеющее максимум при малом числе вовлеченных в "пятно" нуклонов мишени  $A_T(t)$ , т.е. отвечающее малой потере скорости в источникковой интерпретации. Эмиссия частиц в начальные после столкновения моменты времени оказывается определяющей и в экситонных моделях [1], [27], основанных на решении кинетических уравнений. В последнее время появились работы, в которых в кинетическом уравнении учитывается и направление внесенного импульса [28].

В следующем разделе данной работы для анализа энергетической зависимости спектров привлекается формализм экситонной и гибридной моделей.

### 3. ЭКСИТОННАЯ И ГИБРИДНАЯ МОДЕЛИ

#### 3.1. Описание моделей

Экситонная и гибридная модели предравнолесной эмиссии осуществляют расчет вероятностей испускания частиц с определенной энергией.

В этих моделях полагается, что реакция осуществляется путем серии двухчастичных столкновений, каждое из которых может привести либо к перераспределению энергии возбуждения между нуклонами, либо к вылету частицы из ядра. Описание процессов осуществляется в формализме частично-дырочных состояний в Ферми-яме, при этом конфигурации с одним и тем же экситонным номером относят к одной экситонной иерархии (в соответствии с терминологией М. Бланна [1]). В основе обеих моделей лежит следующее основное положение: в рамках данной экситонной иерархии все конфигурации осуществляются с равными вероятностями.

Сечение для эмиссии нуклонов в обеих рассматриваемых моделях может быть представлено следующим образом [1]:

$$d\sigma = \sigma_R(\epsilon_0) \sum_{n=n_0}^{\bar{n}} [P_n \frac{N_n(U, E)}{N_n(E^*)} g dE] [\lambda_c(E) t_n] \cdot D_n. \quad (11)$$

Здесь  $\sigma_R(\epsilon_0)$  — полное сечение реакции образования композиционной системы (падающая частица с энергией  $\epsilon_0$  плюс ядро-мишень);  $n$  — экситонный номер, равный суммарному числу частиц и дырок ( $p + h$ ) и увеличивающийся с шагом в две единицы от некоторого начального значения  $n_0$ , являющегося в моделях свободным параметром, до наиболее вероятного равновесного значения  $\bar{n}$ . Простая сумма по  $n$  отражает еще одно предположение: считается, что в смысле экситонных иерархий система никогда не движется назад, в сторону уменьшения  $n$ . Доводы в пользу такого предположения содержатся в статье [30].

Символ  $P_n$  представляет собой число частиц (в данном случае нейтронов) в  $n$ -экситонной конфигурации;  $g$  — однонуклонная плотность;  $N_n(E^*)$  — число способов распределения энергии возбуждения  $E^*$  между  $n$  экситонами;  $N_n(U, E)$  — число комбинаций, имеющих одну виртуальную частицу с энергией, лежащей в диапазоне от  $E$  до  $E + dE$  ( $E$  отсчитывается от вершины ямы), остальные экситоны делят между собой энергию возбуждения  $U$ , где  $E^* = U + E + B$  ( $B$  — энергия связи нуклона);  $\lambda_c(E)$  — скорость перехода в континуум (о вычислении  $\lambda_c$  см. [27, 31]). Время жизни состояния с числом экситонов  $n$  обозначено через  $t_n$ . Фактор обеднения  $D_n$  учитывает уменьшение числа  $n$ -экситонных конфигураций вследствие эмиссии на предшествующих стадиях.

Следовательно, первая скобка в (11) может быть интерпретирована как число нуклонов с энергией из интервала  $[E, E + dE]$  в  $n$ -экситонной иерархии, вторая скобка представляет собой вероятность эмиссии частицы с энергией  $E$ , а фактор обеднения учитывает уже случившиеся прежде случаи эмиссии.

Отметим, что в литературе выражение в первых квадратных скобках часто сводят к зависимости от плотности экситонных состояний  $\rho_n$  и записывают в виде

$$\frac{\rho_{n-1}(U)}{\rho_n(E^*)} g dE, \text{ где } \rho_n(E^*) = g N_n(E^*).$$

Таковы сходные черты экситонной и гибридной моделей. Расхождение между ними заключено в объяснении причин, которые приводят к равновероятности всех способов распределения энергии возмущения между данным числом экситонов. Различаются и выражения для времени жизни  $t_n$ .

В экситонной модели указанная равновероятность основана на гипотезе о квазиравновесии промежуточных систем, и поэтому для  $\rho_n$  оказывается возможным использовать выражение Эриксона

$$\rho_n(E^*) = g(gE^*)^{n-1} / [p! h! (n-1)!] \quad (12)$$

(о способе учета принципа Паули, различия между протонами и нейтронами см. [27]). Такая "коллективная" трактовка промежуточных состояний приводит к использованию в качестве  $t_n$  среднего времени жизни экситонного состояния, что делает  $t_n$  зависящим от состояния, но не зависящим от энергии  $E$  (подробнее см. [31]).

Совершенно другая ситуация имеет место в гибридной модели. М. Бланн показал [1], что для экситонных иерархий квазиравновесие не имеет места, и использовал динамический подход для обоснования основного положения о равновероятности конфигураций при фиксированном  $n$ . На основе утверждения, что в процессах нуклон-нуклонного рассеяния в ядерной материи сечение не зависит от энергии, которую имеет рассеивающая частица, находясь под уровнем Ферми, для  $N_n$  получают выражение

$$N_n(E^*) = (gE^*)^{n-1} / [p! h! (n-1)!],$$

идентичное формуле Эриксона при  $N_n = g\rho_n$ . Утверждение относительно постоянства (с 20 – 30% точностью) сечений нуклон-нуклонных столкновений обосновывается соответствующими расчетами [1].

Интересно отметить, что такое динамическое толкование предравновесных процессов позволяет рассматривать предравновесный формализм как форму каскадного расчета и идеологически объясняет, почему экспериментальные угловые распределения удается воспроизвести с помощью каскадной модели [32].

Далее, М. Бланн приходит к выводу [1], что при вычислении следует учитывать лишь поведение виртуальной частицы, пренебрегая переходами экситонов в яме. Таким образом, в гибридной модели для времени жизни получают

$$t_n^{-1}(E) = \lambda_c(E) + \lambda_+(E), \quad (13)$$

где  $\lambda_+(E)$  – обусловленная виртуальной частицей скорость перехода в  $n + 2$  – экситонную конфигурацию. Следовательно, в противоположность экситонной модели здесь время жизни оказывается зависящим от энергии  $E$  и не зависящим от состояния композиционной системы. (О вычислении  $\lambda_+$  см. [1, 29].)

Из изложенного может сложиться впечатление, что экситонная модель вообще не должна воспроизводить экспериментальные результаты. Однако это не так. Согласие достигается путем увеличения длин свободных пробегов в ядре примерно в 4 раза. Появление фактора четыре объясняют [1] большой ролью процессов поверхностного слоя ядра.

Как уже отмечалось,  $n_0$  является в обеих моделях свободным параметром. Гриффин показал [33], что для экситонной модели  $n_0$  может быть оценено, исходя из экспериментальных данных. Основной вклад в высокоэнергетическую часть спектра дает конфигурация с  $n = n_0$ , для которой

$$d\sigma/dE \sim E \sigma_{inv}(E) t_n U^{n_0-2}.$$

Учитывая, что в экситонной модели  $t_n$  не зависит от  $E$ , получаем

$$\ln\left(\frac{d\sigma}{dE} \frac{1}{E \sigma_{inv}(E)}\right) = \text{const} + (n_0 - 2) \ln U. \quad (14)$$

Таким образом, начальный экситонный номер определяется из наклона зависимости  $\ln[(d\sigma/dE) \cdot (1/E) \cdot (1/\sigma_{inv}(E))]$  от  $\ln U$  в высокоэнергетической части спектра, соответствующей области малых значений  $\ln U$ .

### 3.2. Расчеты по экситонной модели

На рис. 13 показаны проинтегрированные по углам экспериментальные распределения из реакций  ${}^{62}\text{Ni}({}^3\text{He}, n)$ ,  ${}^{61}\text{Ni}({}^4\text{He}, n)$  и  ${}^{59}\text{Co}({}^6\text{Li}, n)$  при энергии возбуждения композиционного ядра  $\sim 54$  МэВ. Эти энергетические спектры сравнивались с предсказанием экситонного расчета по программе "Beefalo" [31].

Начальный экситонный номер извлекался из экспериментальных

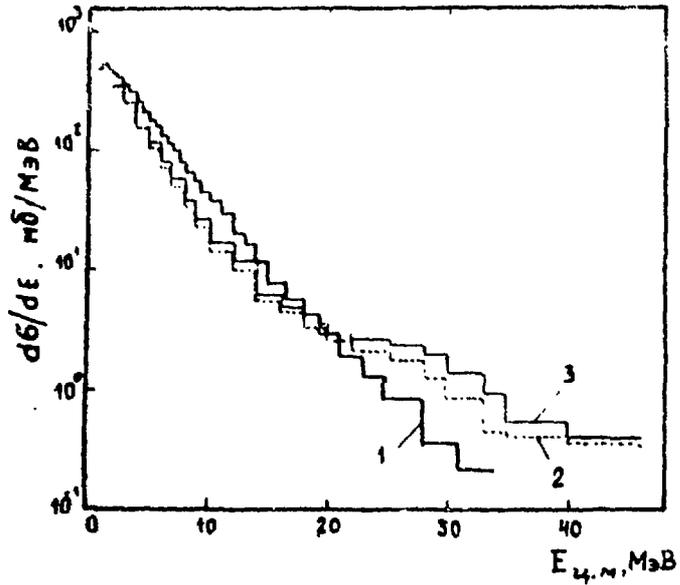


Рис. 13. Пронтегрированные по углам спектры нейтронов из реакций показаны линиями:  ${}^6\text{Li}$  (39,7 МэВ) +  ${}^{59}\text{Co}$  - 1;  ${}^3\text{He}$  (40,9 МэВ) +  ${}^{62}\text{Ni}$  - 2;  ${}^4\text{He}$  (52,6 МэВ) +  ${}^{61}\text{Ni}$  - 3

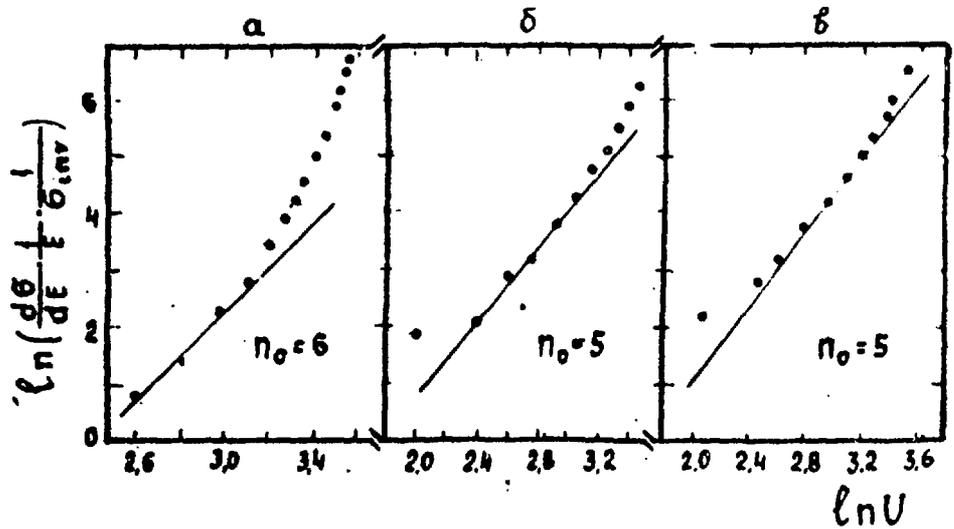


Рис. 14. Определение начального экситонного номера  $n_0$  для реакций:  ${}^6\text{Li}$  (39,7 МэВ) +  ${}^{59}\text{Co}$  (а);  ${}^3\text{He}$  (40,9 МэВ) +  ${}^{62}\text{Ni}$  (б);  ${}^4\text{He}$  (52,6 МэВ) +  ${}^{61}\text{Ni}$  (в)

данных на основе обсуждавшегося соотношения [14], что отражено на рис. 14. Наклон прямых линий в обеих реакциях с участием ионов гелия практически одинаков, для  $n_0$  получено значение 6. В реакции с литием  $n_0 = 6$ . (В случае реакций с ядрами гелия при определении  $n_0$  не принимались во внимание точки, отвечающие значениям  $\ln U$  в области 2,0 – 2,1, поскольку здесь велико влияние фона.)

Для реакции  ${}^{62}\text{Ni}({}^3\text{He}, n)$  была выбрана  $(4p1h)$  – конфигурация начального состояния. Как показано на рис. 15, с помощью экситонной модели удастся объяснить высокоэнергетическую часть спектра нейтронов. Вклад предравновесной эмиссии здесь оказывается равным 221 мбарн.

В случае реакции с  ${}^4\text{He}$  использовалась начальная конфигурация  $(5p0h)$ , позволяющая описать спектр быстрых нейтронов (см. рис. 16). Предравновесное сечение равно 273 мбарн. На этом же рисунке изображена кривая с  $n_0 = 4$ , иллюстрирующая значительную чувствительность результата расчета к параметру  $n_0$ . Для реакции с  ${}^6\text{Li}$  вклад предравновесной эмиссии составил 198 мбарн, сравнение с экспериментальными результатами дано на рис. 17.

### 3.3. Расчеты по гибридной модели

Для расчетов по гибридной модели была использована программа "Overlaid Alice" [18], осуществляющая также вычисление испарительного каскада на основе модели, предложенной Вайскопфом и Изингом [34]. В программе учитывалась релятивистская энергия для каждой парциальной волны во входном канале, при этом момент инерции ядра рассчитывался как для равновесно-деформированной жидкой капли. Подпрограмма, учитывающая канал деления, в расчетах не использовалась, однако использовались каналы с вылетом протонов,  $\alpha$ -частиц и дейтронов.

На рис. 18 – 21 проиллюстрированы экспериментальные распределения  $d\sigma/dE$  совместно с расчетами для реакций, ведущих к композиционному ядру с энергией возбуждения  $\sim 54$  МэВ. Начальные экситонные номера были взяты те же, что и для экситонной модели. Для реакции  ${}^{53}\text{Cr}({}^{12}\text{C}, n)$  использовалась лишь испарительная часть программы.

На рис. 18 и 19 показано, что теоретические кривые для реакций

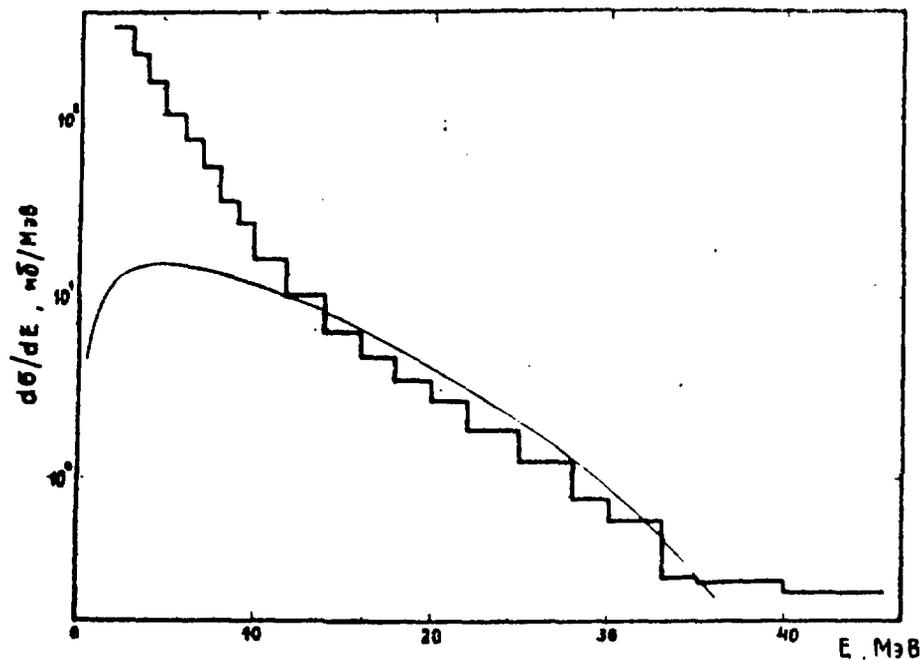


Рис. 15. Энергетический спектр нейтронов из реакции  ${}^3\text{He}(40,9 \text{ МэВ}) + {}^{62}\text{Ni}$ : гистограмма — экспериментальные данные; кривая линия — результат расчета по экситонной модели

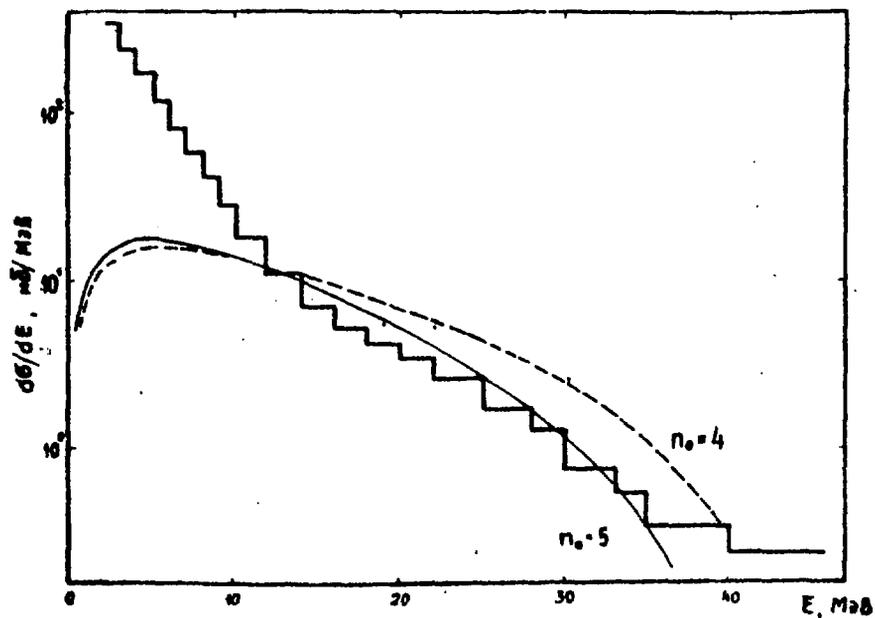


Рис. 16. Энергетический спектр нейтронов из реакции  ${}^4\text{He}(52,6 \text{ МэВ}) + {}^{61}\text{Ni}$ : гистограмма — экспериментальные данные; сплошная линия — расчет по экситонной модели при  $n_0 = 5$ ; пунктирная линия — при  $n_0 = 4$

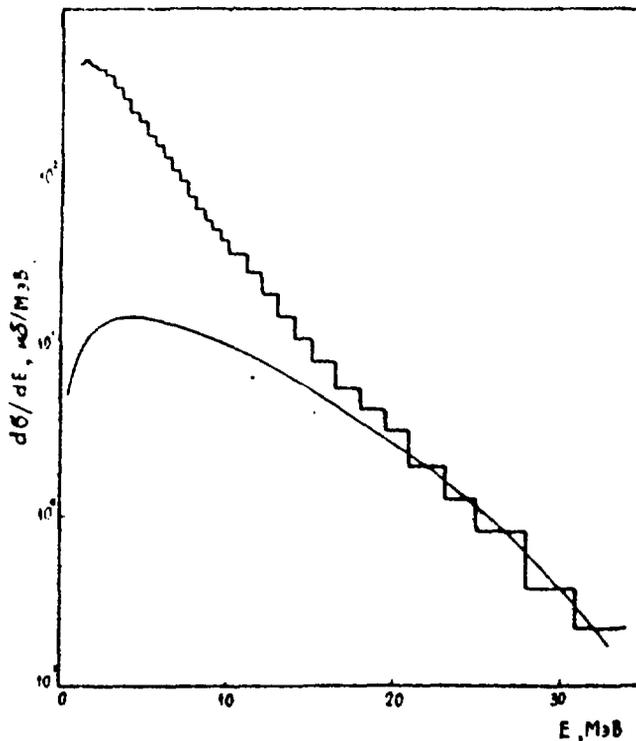


Рис. 17. То же, что на рис. 15, из реакции  ${}^6\text{Li}(39,7 \text{ МэВ}) + {}^{59}\text{Co}$

с ионами гелия имеют систематически завышенный ход практически во всем диапазоне энергий нейтронов, причем для реакции с  ${}^4\text{He}$  расчетная кривая с  $p_0 = 4$  более точно отображает форму экспериментальных данных.

Лучшее по сравнению с ядрами гелия согласие экспериментальной зависимости и расчета получено для реакции с литием при энергии 39,7 МэВ и теоретическая зависимость разложена на равновесную и предравновесную части (рис. 20).

Спектр из реакции с углеродом вполне удовлетворительно воспроизводится испарительным каскадом (рис. 21). Некоторая недооценка спектра имеет место в мягкой части.

Для реакции с литием при энергии 90 МэВ выполнен расчет с теми же начальными условиями, что и в случае 39,7 МэВ. На рис. 22 показано, что теоретическая кривая хорошо описывает форму спектра, завышая в 2 – 3 раза абсолютные значения сечений.

Аналогичное сравнение для реакции  ${}^{62}\text{Ni}({}^3\text{He}, n)$  при энергии 59 МэВ наблюдается на рис. 23. Как и для энергии гелия 40,9 МэВ,

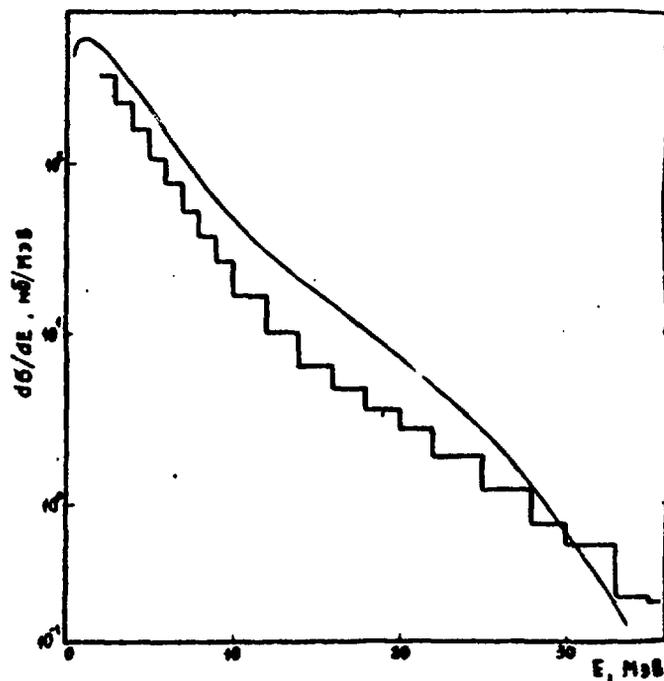


Рис. 18. Энергетический спектр нейтронов из реакции  ${}^3\text{He}$  (40,9 МэВ) +  ${}^{62}\text{Ni}$ : гистограмма – экспериментальные данные; кривая линия – расчет по программе "Overlaid Alice"

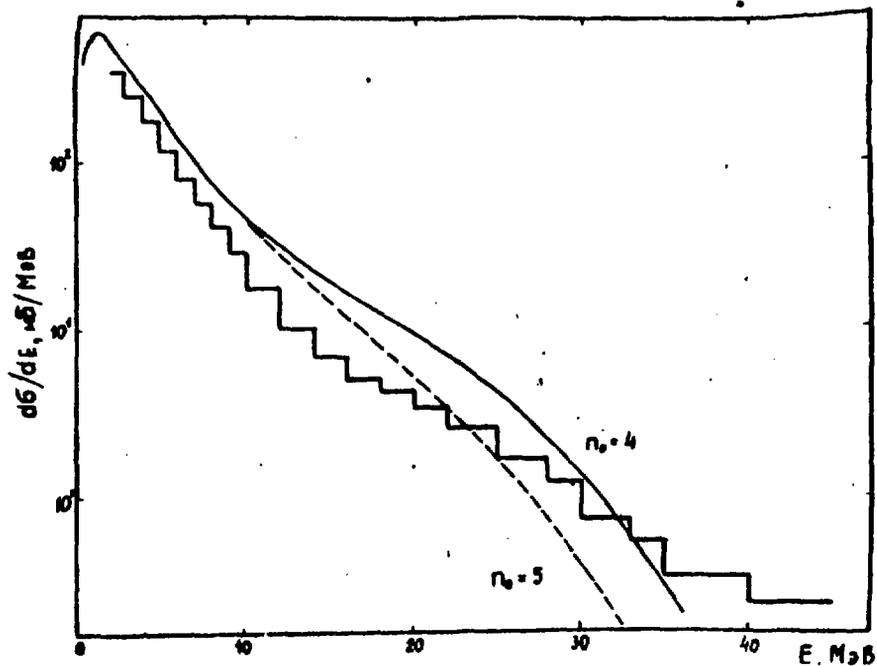


Рис. 19. Энергетический спектр нейтронов из реакции  ${}^4\text{He}$  (52,6 МэВ) +  ${}^{61}\text{Ni}$ : гистограмма – экспериментальные данные; сплошная линия – расчет по программе "Overlaid Alice" при  $n_0 = 4$ ; пунктирная – при  $n_0 = 5$

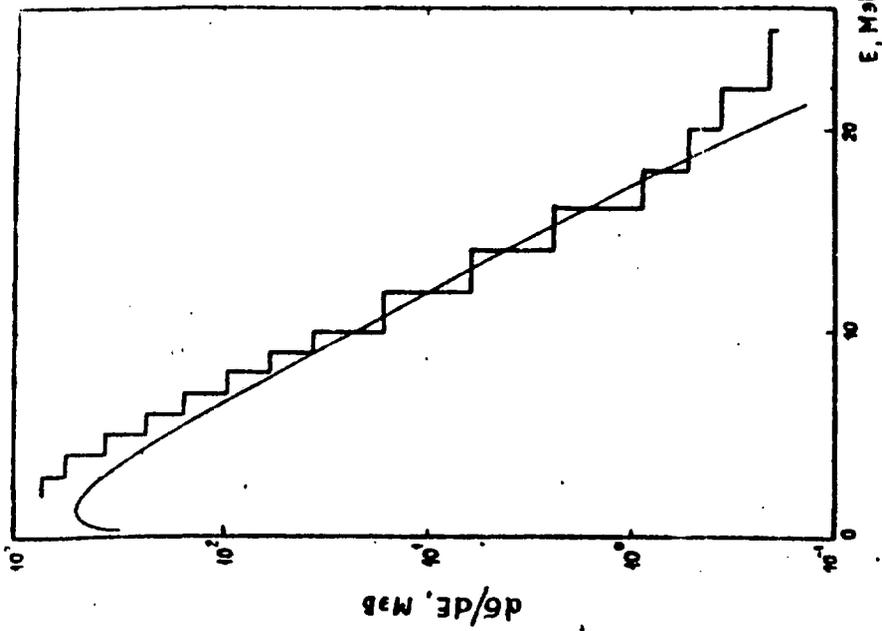


Рис. 21. Энергетический спектр нейтронов из реакции  $^{12}\text{C}(53,5 \text{ МэВ}) + ^{53}\text{Cr}$ : гистограмма — экспериментальные данные; кривая линия — испарительный расчет по программе "Overlaid Alice"

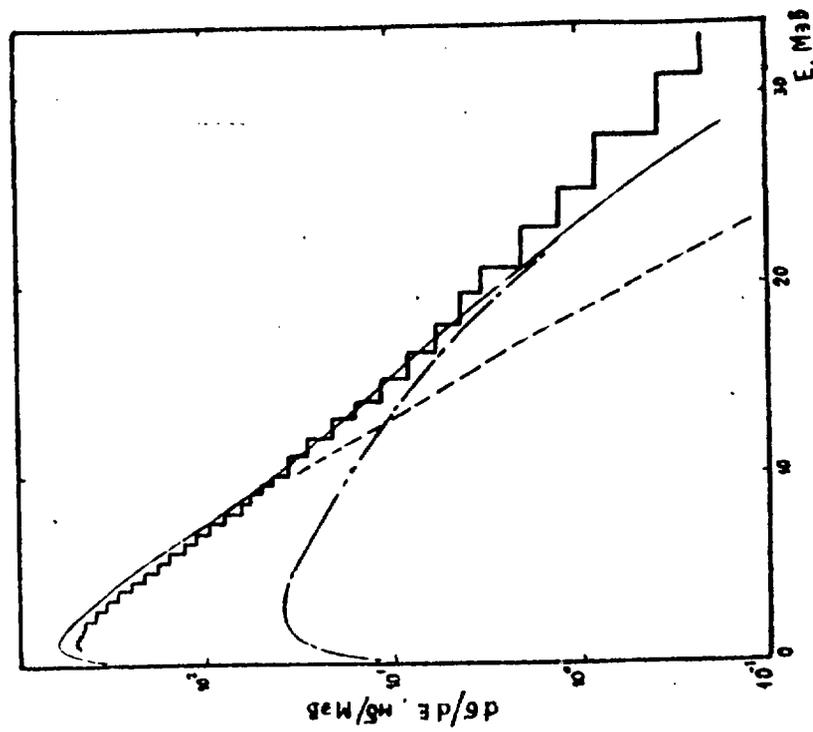


Рис. 20. Энергетический спектр нейтронов из реакции  $^6\text{Li}(39,7 \text{ МэВ}) + ^{59}\text{Co}$ . Гистограмма — экспериментальные данные. Линиями изображены результаты расчета по программе "Overlaid Alice": пунктирная — равновесная составляющая спектра; штрих-пунктирная — предравновесная компонента; сплошная линия — их сумма

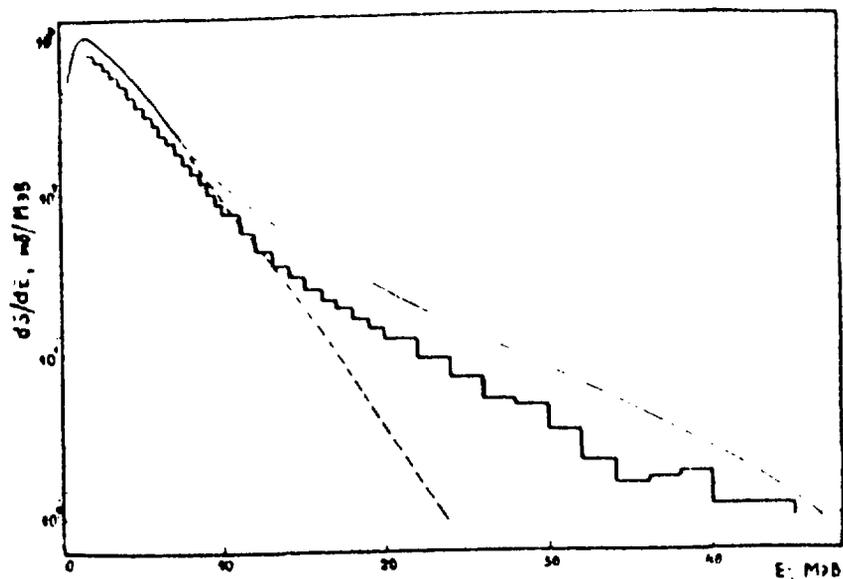


Рис. 22. Энергетический спектр нейтронов из реакции  ${}^6\text{Li}$  (90 МэВ) +  ${}^{59}\text{Co}$ : гистограмма – экспериментальные данные; сплошная линия – расчет по программе "Overlaid Alice"; пунктирная – испарительный расчет

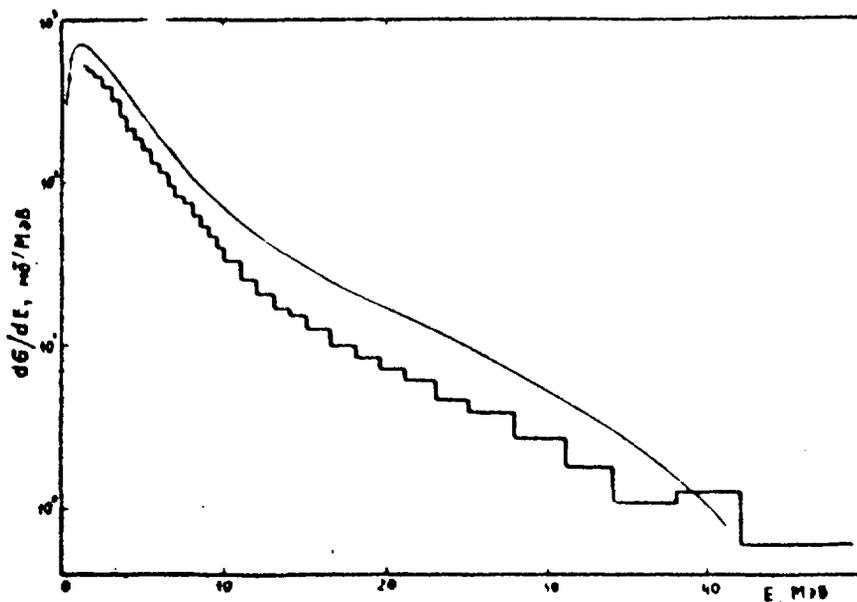


Рис. 23. То же, что на рис. 18, для реакции  ${}^3\text{He}$  (59 МэВ) +  ${}^{62}\text{Ni}$

расчет передает форму спектра, но дает завышенное значение величины сечения.

### 3.4. Обсуждение результатов расчетов

Итак, с помощью экситонной и гибридной моделей удовлетворительно воспроизводится форма спектров. количественное же согласие, прежде всего для гибридной модели, оставляет желать лучшего.

Несмотря на то что эти модели существенно различаются, они предсказывают одинаковую форму для предравновесной части спектра. Это показано на рис. 24, где пунктирной линией изображен вклад предравновесного распада по гибридной модели, штрих-пунктирной — по экситонной, сплошной линией проиллюстрирован результат "источникового" анализа (расчеты по экситонной и гибридной моделям отнормированы к максимуму "источниковой кривой"). Как видно, имеет место удовлетворительное согласие в формах всех трех зависимостей.

В табл. 4 для каждой реакции приведены ширины на полувысоте, полученные из предравновесного расчета по гибридной и экситонной моделям, а также из источниковой подгонки. Из таблицы следует, что формализм предравновесных моделей объясняет полученную при источниковой обработке ширину распределений.

Представляет интерес временной масштаб предравновесных процессов. Если средние времена жизни экситонных состояний просуммировать по числу стадий предравновесного распада, то будет получено

Таблица 4. Энергетические ширины распределений, полученных из экситонной и гибридной моделей предравновесного распада и из "источниковой" аппроксимации

Реакция	E <sub>лаб</sub> , МэВ	Ширина предравновесной эмиссии, МэВ		
		источники	гибридная модель	экситонная модель
$^{59}\text{Co} (^6\text{Li}, n)$	39,7	11	9	11
$^{62}\text{Ni} (^3\text{He}, n)$	40,9	15	11	12,5
$^{61}\text{Ni} (^4\text{He}, n)$	52,6	18	12,5	14
$^{62}\text{Ni} (^3\text{He}, n)$	59	17,5	15,5	
$^{59}\text{Co} (^6\text{Li}, n)$	90	17	16,5	

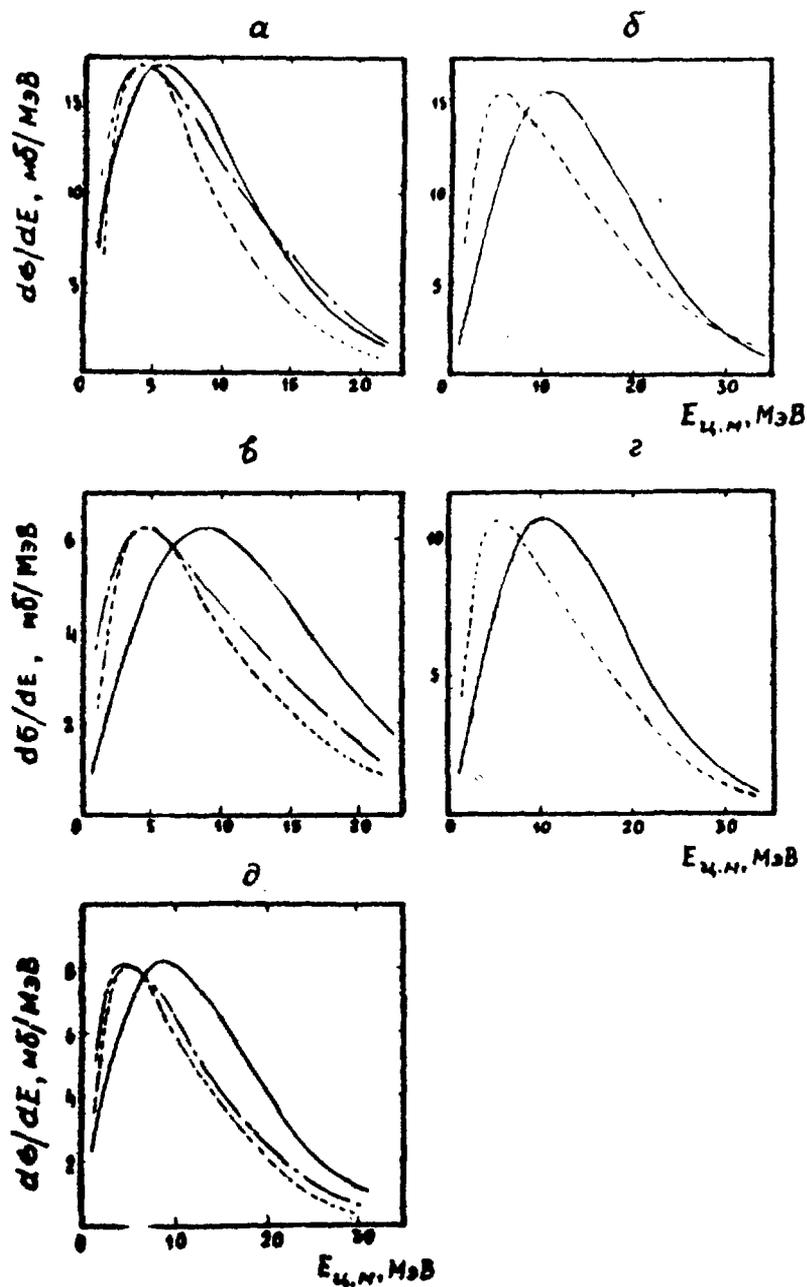


Рис. 24. Сравнение неравновесных составляющих энергетических спектров: "источниковой" аппроксимации — сплошная линия; гибридной модели — пунктирная линия; экситонной модели — штрих-пунктирная линия.  ${}^6\text{Li}$  (39,7 МэВ) +  ${}^{59}\text{Co}$  (а);  ${}^6\text{Li}$  (90 МэВ) +  ${}^{59}\text{Co}$  (б);  ${}^3\text{He}$  (40,9 МэВ) +  ${}^{62}\text{Ni}$  (в);  ${}^3\text{He}$  (59 МэВ) +  ${}^{62}\text{Ni}$  (г);  ${}^4\text{He}$  (52,6 МэВ) +  ${}^{61}\text{Ni}$  (д)

время релаксации  $t_p$ , по истечении которого ядро достигает равновесия. Рассчитанные таким образом в рамках экситонной модели времена ( $t_p = 1,2 \cdot 10^{-22}$  с для реакций ( ${}^3\text{He}, n$ ) и ( ${}^6\text{Li}, n$ ),  $t_p = 1,1 \cdot 10^{-22}$  с для реакции ( ${}^4\text{He}, n$ )) совпали с временем пролета бомбардирующей частицей радиуса ядра мишени:  $1,1 \cdot 10^{-22}$  с для  ${}^3\text{He}$  и  ${}^4\text{He}$  и  $1,5 \cdot 10^{-22}$  с для лития. Следовательно, предравновесное испускание частиц происходит в момент слияния снаряда с ядром-мишенью, когда еще существуют движущиеся друг относительно друга макроскопические фракции. И в этом же смысле не удивительна возможность источниковой интерпретации предравновесных процессов.

При исследовании тяжелоионных столкновений временной масштаб предравновесной эмиссии нередко определяется с помощью модели горячего пятна. В 1938 г. эта модель была предложена Бете [35], а впоследствии развита Вайнером и Вестремом [36]. Полагается, что энергия возбуждения первоначально локализована в пределах небольшого объема перекрывающейся области ядер, где достигается температура, превосходящая равновесную. Из-за большого углового момента, вносимого налетающей частицей, горячее пятно может вращаться, постепенно расширяясь и остывая. Для описания этого вращения часто рассматривают два крайних случая [44]: nonsticking (NS) — огибание налетающей частицей ядра-мишени, при котором угловые моменты входного  $l_i$  и выходного каналов  $l_f$  равны; а также sticking (S) — столкновение, приводящее к слипанию ядер и вращению их как жесткой твердотельной системы.

Для всех рассматриваемых здесь реакций были найдены зависимости от угла температуры путем подгонки выражения (8) к экспериментальным спектрам. Результаты этой процедуры проиллюстрированы на рис. 25. Видно, что для реакций с ионами гелия и лития температуры на малых углах существенно превосходят равновесные. Это превышение над равновесным значением, уменьшаясь в  $\sqrt{e}$  раз при увеличении угла на величину  $\theta^T \approx 10 - 25$  градусов, исчезает в области углов  $\theta^T_p \approx 60 - 70^\circ$ . В реакции с ионом углерода отклонение от испарительного поведения не проявляется.

С другой стороны, можно рассчитать угловую скорость пробега горячего пятна. В случае рассматриваемых реакций оценки вращений в ядерной материи [3, 13, 14] приводят, как уже отмечалось, к быстрой остановке снаряда при лобовых столкновениях, однако, по видимому, исключают sticking-случай. Дальнейшие расчеты проводились для NS-столкновений. В этом случае угловая скорость равна

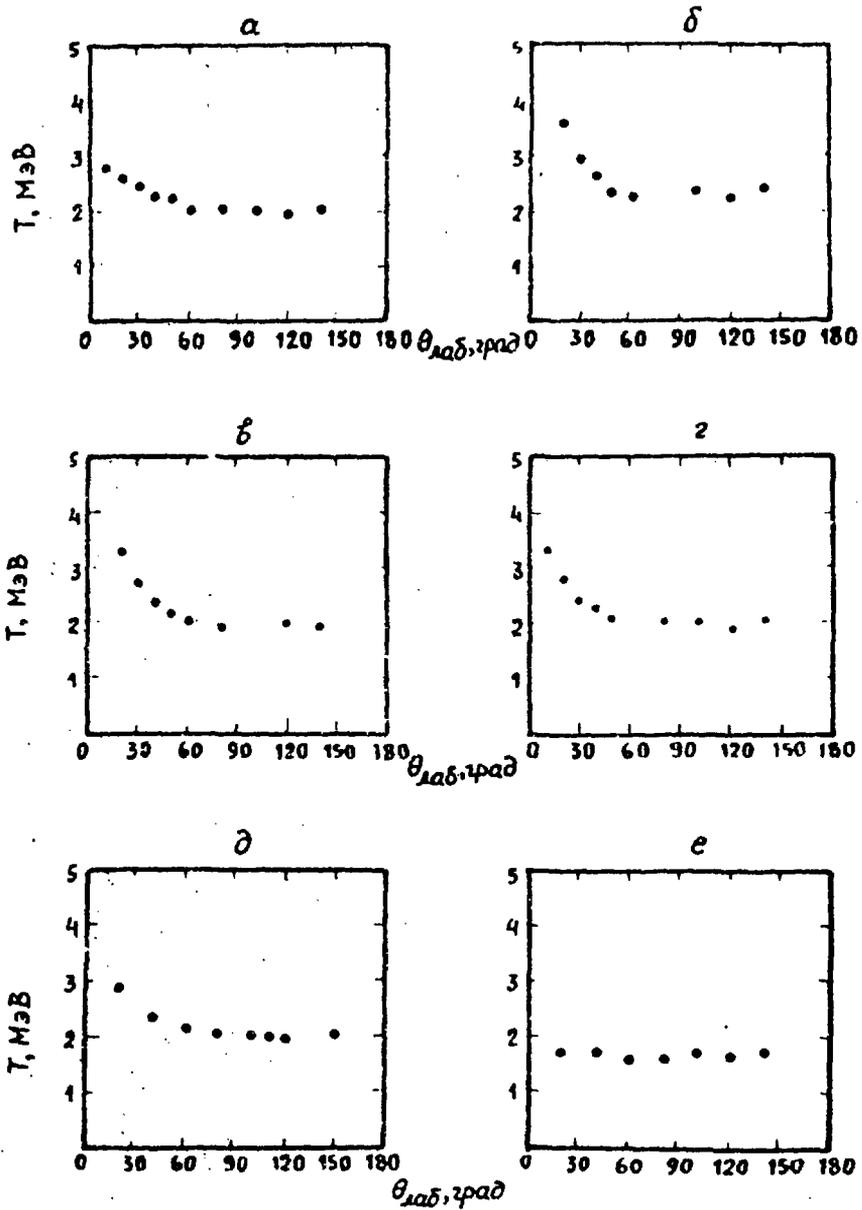


Рис. 26. Зависимости от углов температур, полученных с помощью подгонки выражения (8) к распределениям на каждом угле:  ${}^6\text{Li}$  (39,7 МэВ) +  ${}^{59}\text{Co}$  (а);  ${}^6\text{Li}$  (90 МэВ) +  ${}^{59}\text{Co}$  (б);  ${}^3\text{He}$  (40,9 МэВ) +  ${}^{62}\text{Ni}$  (в);  ${}^3\text{He}$  (59 МэВ) +  ${}^{62}\text{Ni}$  (г);  ${}^4\text{He}$  (52,6 МэВ) +  ${}^{61}\text{Ni}$  (д);  ${}^{12}\text{C}$  (53,5 МэВ) +  ${}^{53}\text{Cr}$  (е)

$\omega = \hbar l_j / I$ , где  $I = \mu R^2$  ( $R$  — расстояние между ядрами). В третьем столбце табл. 5 приведены периоды обращения  $\tau^{NS}$ , соответствующие угловым скоростям  $\omega$ . Из этих периодов можно найти времена поворотов на углы  $\theta_p^T$  и  $\theta^T$ :  $t_p^T = \tau^{NS} \theta_p^T / 2\pi$  и  $t^T = \tau^{NS} \theta^T / 2\pi$ .

Если бы горячее пятно испускало нейтроны лишь в направлении своего движения, то  $t_p^T$  и  $t^T$  являлись бы временем релаксации и характерным временем наиболее интенсивной эмиссии. В действительности же нет оснований считать, что горячее пятно "светит" исключительно тангенциально. По этой причине  $t_p^T$  является верхней оценкой для времени релаксации. Значения  $t_p^T$  приведены в четвертом столбце таблицы. Рассчитанные по экситонной модели и прежде уже приводившиеся значения  $t_p$  для реакций с ионами гелия и лития, ведущих к композиционному ядру с энергией возбуждения  $\sim 54$  МэВ, даны в табл. 5. Как видно, они согласуются со значениями  $t_p^T$ .

В свою очередь  $t^T$  можно рассматривать как верхнюю оценку для времени протекания наиболее интенсивной эмиссии. Однако эта оценка сильно завышена, поскольку найденные при "источниковой" аппроксимации угловые ширины эмиссии в системе ц.м. из быстрых источников (столбец  $\text{arctg}(B/P_2)$  в табл. 2) имеют тот же порядок величин, что и  $\theta^T$ . Поэтому для нахождения времени протекания наиболее интенсивной неравновесной эмиссии правильнее использовать ширины углового распределения источников  $\theta_0$  из табл. 2. Полученные отсюда времена в табл. 5 обозначены через  $t_{\theta_0}$ . Эти найденные из экспериментальных данных величины близки к рассчитанным по экситонной модели временам жизни  $t_{1-3}$  первых трех стадий предравновесной эмиссии, приведенным в последнем столбце табл. 5. Расчет по программе "Beefalo" показывает, что большая часть предравновес-

Таблица 5. Временной масштаб протекания предравновесной эмиссии

Реакция	$E_{\text{лаб}}$ , МэВ	$\tau^{NS}$ , $10^{-22}$ с	$t_p^T$ , $10^{-22}$ с	$t_p$ , $10^{-22}$ с	$t_{\theta_0}$ , $10^{-23}$ с	$t_{1-3}$ , $10^{-23}$ с
$^{59}\text{Co} (^6\text{Li}, n)$	39,7	15,7	2,6	1,2	$1,7 \pm 1,3$	4
$^{62}\text{Li} (^3\text{He}, n)$	40,9	9,8	1,9	1,2	$1,4 \pm 0,8$	4
$^{61}\text{Ni} (^4\text{He}, n)$	52,6	9,0	1,75	1,1	$2,0 \pm 1,5$	4
$^{62}\text{Ni} (^3\text{He}, n)$	59	9,6	1,6		$1,1 \pm 0,8$	
$^{59}\text{Co} (^6\text{Li}, n)$	90	8,72	1,45		$1,2 \pm 0,5$	

ных нейтронов испускается именно из первых трех экситонных состояний: 80% в реакции  ${}^6\text{Li}$  (39,7 МэВ) +  ${}^{59}\text{Co}$ , 78% в реакции  ${}^3\text{He}$  (40,9 МэВ) +  ${}^{62}\text{Ni}$  и 82% в реакции  ${}^4\text{He}$  +  ${}^{61}\text{Ni}$ .

Таким образом, модель распределенных по углу источников, совпадающая в кинематическом плане с рассматриваемой здесь версией модели горячего пятна, хорошо согласуется с гибридной и экситонной моделями предравновесного распада. Это согласие проявляется в совпадении ширин распределений неравновесных нейтронов и — что, быть может, даже более интересно — во временной характеристике неравновесных процессов.

#### 4. СЕЧЕНИЯ ВЫХОДА НЕРАВНОВЕСНЫХ НЕЙТРОНОВ

Как уже отмечалось, в табл. 2 приведены сечения выхода неравновесных нейтронов  $\sigma_{\text{UFO}}$  из реакции с ионами гелия и лития. Имеется также верхняя оценка этого сечения для реакции с углеродом, принятая равной статистической ошибке сечения, полученного интегрированием экспериментальных спектров по всем углам и энергиям.

В литературе имеются работы, в которых получены оценки предравновесной эмиссии в тяжелоионных столкновениях. Так, в работе [37] исследовались спектры нейтронов, зарегистрированных в совпадениях с осколками, образующимися в реакции  ${}^{56}\text{Fe}$  +  ${}^{16}\text{O}$  при энергии ионов железа 476 МэВ. С помощью специальной итерационной процедуры из экспериментальных распределений были получены спектры нейтронов, испускаемых каждым из двух тяжелых фрагментов. В системах покоя, соответствующих этим фрагментам, полученные спектры хорошо подчиняются испарительному закону во всей области энергий, кроме высокоэнергетической части при энергиях нейтронов выше 15 МэВ. Это отклонение объясняется предравновесной эмиссией, вклад которой составляет менее 5%. Однако, как указывают авторы работы [37], в указанной области энергий нейтронов велики систематические ошибки, которые при обработке не учитывались. Кроме того, здесь имеет место плохое энергетическое разрешение. В этой связи указанный верхний предел следует рассматривать как очень приблизительный.

В работе [38] изучалась реакция  ${}^{12}\text{C}$  +  ${}^{158}\text{Gd}$  при энергии углерода 152 МэВ. Нейтроны регистрировались в совпадениях с  $\gamma$ -кванта-

ми, характеризующими остаточные ядра. В полученных для различных выходных каналов распределениях нейтронов присутствует симметричная относительно  $90^\circ$  в системе ц.м. испарительная компонента, а также анизотропный вклад быстрых нейтронов. Эти составляющие разделялись с помощью аппроксимации двумя бальцмановскими распределениями. В результате были получены сечения для различных выходных каналов процесса  $(^{12}\text{C}, \text{Xn})$ , за образование которых ответственна предравновесная эмиссия. Из приведенных данных авторами настоящей работы было получено сечение выхода предравновесных нейтронов, равное  $750 \pm 350$  мбарн.

Рассматриваемая реакция в работе [24] исследовалась также с точки зрения модели мгновенно испускаемых частиц (PEP). Для сечения выхода неравновесных нейтронов было получено значение 600 мбарн. В этой работе вычислено сечение рождения PEP-нейтронов и для реакции  $^{16}\text{O} + ^{146}\text{Nd}$  при энергии ионов кислорода 126,5 МэВ. Полученная величина, равная 178 мбарн, находится в хорошем согласии с сообщаемой в этой же работе верхней оценкой (226 мбарн) выхода неравновесных нейтронов, найденной опытным путем другими авторами.

Реакция  $^{16}\text{O} + ^{154}\text{Sm}$  при энергии кислорода 152 МэВ изучалась [39] при помощи методики, которая аналогична использовавшейся для реакции  $^{12}\text{C} + ^{158}\text{Gd}$ . При этом доля неравновесных нейтронов оказалась равной 8 – 15% в зависимости от способа "источниковой" аппроксимации. В работе [40] получены сечения для различных выходных каналов той же реакции  $^{154}\text{Sm}(^{16}\text{O}, \text{Xn})$  при энергии кислорода 155,4 МэВ. Найденный из этих данных полный выход нейтронов составляет 5000 мбарн. В предположении, что сечение мало изменяется при увеличении энергии снаряда от 152 МэВ до 155,4 МэВ, вклад неравновесных процессов в нейтронные спектры составляет 400 – 750 мбарн.

Все эти данные, включая значения  $\sigma_{\text{УТО}}$  из табл. 2, приведены на рис. 26,а в зависимости от энергии на нуклон во входном канале  $\epsilon = (E_{\text{ц.м.}} - V_K)/\mu$ . Точками обозначены экспериментально полученные значения, горизонтальная черточка со стрелкой означает предельное значение неравновесного выхода. Треугольниками отмечены предсказания PEП-модели, а квадратиками – результаты расчета по экситонной модели, выше уже приводившиеся в настоящей работе.

Из рисунка следует, что говорить о какой-либо простой зависи-

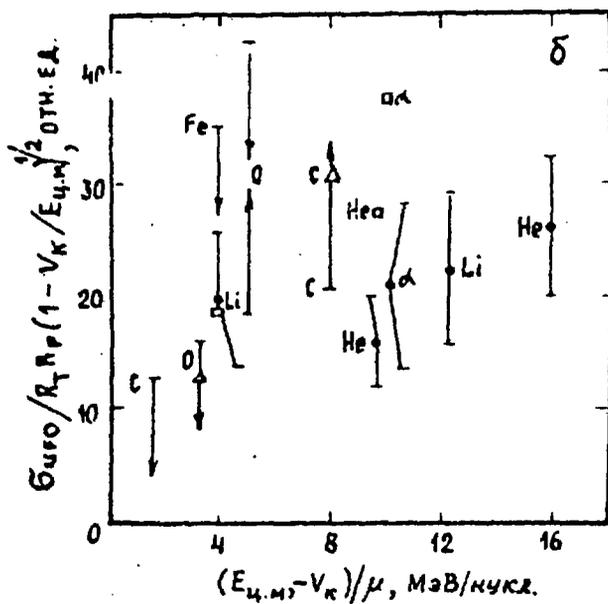
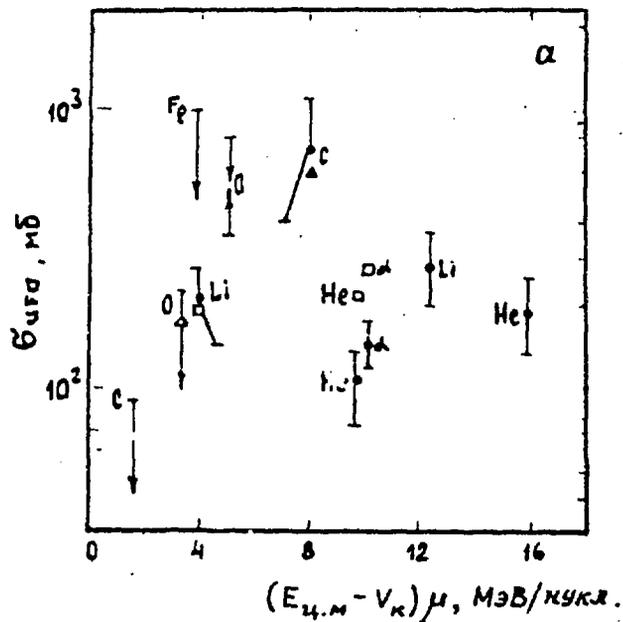


Рис. 26. Сравнение сечений выхода  $\sigma_{unb}$  неравновесных нейтронов из реакций с легкими и тяжелыми ионами: а — зависимость от энергии на нуклон во входном канале; б — зависимость  $\sigma_{unb}/R_T R_P (1 - V_K/E_{c.m.})^{1/2}$  от энергии на нуклон

мости сечений выхода неравновесных нейтронов от  $\epsilon$  пока трудно. С ростом энергии приходящейся на нуклон, точки сильно "скачут". Так, величина сечения для реакции  $^{152}\text{Gd}(^{12}\text{C}, n)$ , соответствующая середине рассматриваемого интервала значений  $\epsilon$ , в 3 – 7 раз превосходит величину сечений для иных реакций как с большими, так и с меньшими  $\epsilon$ .

Выше уже указывалось, что за рождение неравновесных нейтронов могут быть ответственны периферические процессы. Периферичность предравновесной эмиссии может, как отмечалось, качественно пояснить и необходимость увеличения длин свободных пробегов нуклонов в удовлетворительно работающей экситонной модели. Краевой характер реакций означает, что их сечение пропорционально площади кольца, радиус которого равен радиусу ядра-мишени  $R_T$ , а ширина определяется размерами падающей частицы  $R_p$ . Если учитывать кулоновское взаимодействие во входном канале, то отмеченную роль радиуса мишени эффективно выполняет величина  $R_T \sqrt{1 - V_K/E_{ц.м}}$ . Окончательно получается следующая зависимость сечения периферической реакции от геометрического фактора: сечение  $\sim 2\pi R_T R_p \sqrt{1 - V_K/E_{ц.м}}$ .

На рис. 26,б приведена зависимость  $\sigma_{(n)}/R_T R_p (1 - V_K/E_{ц.м})^{1/2}$  от энергии на нуклон  $\epsilon$ . Из сравнения рис. 26,а и б следует, что разброс точек существенно уменьшился. Создается впечатление, что приведенные значения из реакций с любыми ионами подчиняются единой монотонной зависимости от  $\epsilon$ . Это, по-видимому, может быть свидетельством того, что механизм образования предравновесных нейтронов один и тот же как для легких, так и тяжелых частиц. Табл. 6 показывает, что ширины распределений неравновесных нейтронов в температурном представлении имеют значения одинакового порядка (3 ÷ 6 МэВ) в интервале налетающих ядер от гелия до неона. Это также согласуется с представлением о едином механизме.

К сожалению, сечения неравновесного выхода нейтронов получены пока еще для очень малого числа реакций с тяжелыми налетающими ядрами. Для более определенного заключения о сходстве столкновений с легкими и тяжелыми ядрами желательно также иметь значения соответствующих сечений с меньшими погрешностями.

Таблица 6. Температуры  $T_{NE}$  неравновесных частей спектров нейтронов из реакций с легкими и тяжелыми ионами

Реакция	$E_{лаб}$ МэВ	$T_{NE}$ МэВ	Литература
$^{165}\text{Ho}(^{20}\text{Ne}, n)$	292	6,3	[41]
$^{154}\text{Sm}(^{16}\text{O}, n)$	152	5 – 6	[39]
$^{64}\text{Ni}(^{16}\text{O}, n)$	96	2,3 – 2,9	[43]
$^{157}\text{Gd}(^{13}\text{C}, n)$	160	4,2	[42]
$^{157}\text{Gd}(^{13}\text{C}, n)$	140	3,8	[42]
$^{157}\text{Gd}(^{13}\text{C}, n)$	110	3,7	[42]
$^{158}\text{Gd}(^{12}\text{C}, n)$	150	4,2	[42]
$^{158}\text{Gd}(^{12}\text{C}, n)$	124	4,0	[42]
$^{158}\text{Gd}(^{12}\text{C}, n)$	103	4,1	[42]
$^{59}\text{Co}(^6\text{Li}, n)$	90	3,0	*
$^{59}\text{Co}(^6\text{Li}, n)$	39,7	2,9	*
$^{61}\text{Ni}(^4\text{He}, n)$	52,6	4,2	*
$^{62}\text{Ni}(^3\text{He}, n)$	59	3,8	*
$^{62}\text{Ni}(^3\text{He}, n)$	40,9	3,7	*

\* Температуры получены в данной работе из ширины распределений неравновесных нейтронов с помощью соотношения, предложенного Гольдхабером (см. текст)

## ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Итак, в данной работе была использована модель, в которой за образование быстрых нейтронов ответственны распределенные по углу источники. Проведенная при такой интерпретации реакций аппроксимация спектров дала результаты, существенно не отличающиеся от случая, когда имеется не распределение быстрых источников, а лишь один источник, летящий под углом  $0^\circ$ . Найденные значения скоростей источников лежат в области, включающей скорость налетающего ядра на большом расстоянии от мишени, его скорость на вершине кулоновского барьера и скорость нейтрона, который в составе ядра-снаряда влетел в ядро-мишень и сразу же покинул композиционное ядро. Простейшие

способы описания процессов упругого развала и срыва не объясняют найденных ширин распределений неравновесных нейтронов. Не объясняет их и abrasion-модель фрагментации снаряда. В связи с чем было сделано заключение о вероятном нахождении источников в композиционном ядре. Экситонная и гибридная модели, согласующиеся с этим представлением, хорошо передают форму экспериментальных спектров, объясняют найденные при "источниковой" аппроксимации ширины. Характеризующее неравновесные процессы время релаксации к равновесному состоянию композиционного ядра составило для изучаемых реакций величину порядка  $10^{-22}$  с, время наиболее интенсивной неравновесной эмиссии (80% нейтронов) найдено равным  $0,5 \cdot 10^{-23} - 4,0 \cdot 10^{-23}$  с.

Анализ показал отсутствие противоречий между гибридной, экситонной моделями, моделью источников, моделью горячего пятна, что может объясняться не только наличием "обратной связи" между параметрами моделей и экспериментальными зависимостями, но и тем, что в основе этих моделей лежат предположения, достаточно хорошо отвечающие действительности. С такой точки зрения различия между моделями могут объясняться тем, что в них делаются акценты на разных сторонах процесса.

Проведенное сравнение с тяжелоионными столкновениями указало на возможность существования единого механизма образования не-испарительных нейтронов в реакциях с легкими и тяжелыми налетающими ядрами.

Для более детального изучения предравновесной эмиссии желательно точно учитывать вклад от процессов, природа которых достаточно хорошо известна, таких как срыв, развал налетающего ядра. Интересны данные и о множественности рождения частиц. В этом смысле перспективными являются различного рода корреляционные эксперименты.

Авторы выражают свою признательность Л.В. Чулкову за полезные обсуждения результатов и благодарят Г.Б. Янькова и проводивших измерения Е.А. Кузьмина и С.Н. Звездочкина.

## Список литературы

1. Blann M. e.a. Equilibration processes in nuclear reactions: nucleons to heavy ions. — Nukleonika, 1976, vol. 21, № 4, p. 335 — 384.
2. Тонеев В.Д., Шмидт Р. Слияние, квазиделение и глубоконеупругие столкновения в реакциях с тяжелыми ионами: ограничения на сечения. — ЯФ, 1978, т. 27, с. 1191 — 1200.
3. Scott D.K. Light particle emission in heavy-ion collisions. — In: Dynamics of Heavy-Ion Collisions, N. Cindro, R.A. Ricci and W. Greiner (editors), North-Holland Publishing Company, 1981, p. 241 — 264.
4. Бочкарев О.В., Кузьмин Е.А., Оглоблин А.А., Чулков Л.В., Яньков Г.Б. Предравновесные процессы образования нейтронов в реакциях с ионами гелия и углерода. — Изв. АН СССР. Сер. физ., 1979, т. 43, № 10, с. 2192 — 2200.
5. Bockharev O.V., Chulkov L.V., Kuzmin E.A., Ogloblin A.A., Yan'kov G.B. Preequilibrium processes of neutron production in reactions with helium, lithium and carbon ions. — Intern. Conf. on Extreme States in Nuclear Systems, 1979, Dresden, GDR, Zfk 404, 1980, p. 44.
6. Бочкарев О.В., Кузьмин Е.А., Оглоблин А.А., Чулков Л.В., Яньков Г.Б. Исследование энергетических спектров нейтронов из реакций с ионами лития. — В сб.: Вопросы атомной науки и техники. Сер. Ядерные константы. М.: ЦНИИАтоминформ, 1981, вып. 1 (40), с. 28 — 30.
7. Бочкарев О.В., Коршенинников А.А., Кузьмин Е.А., Чулков Л.В., Яньков Г.Б. Изучение образования нейтронов из реакции  ${}^3\text{He} + {}^{62}\text{Ni}$  при энергии ионов гелия 59 МэВ. — В сб.: Тезисы докладов XXXI Совещания по ядерной спектроскопии и структуре атомного ядра. Л.: Наука, 1981, с. 391.
8. Бочкарев О.В., Кузьмин Е.А., Петушков С.А., Цветков А.А. Спектрометр быстрых нейтронов на циклотроне ИАЭ. — В кн.: Нейтронная физика. (Материалы IV Всесоюзной конференции по нейтронной физике. Киев, 1977.) М.: ЦНИИАтоминформ, 1977, ч. 4, с. 232 — 237.
9. Чулков Л.В. Программа расчета эффективности регистрации нейтронов кристаллом стильбена. Препринт ИАЭ-2594, М., 1975.

10. Neuman B. e.a. Projectile break-up in continuous particle spectra from nuclear reactions induced by 156-MeV  ${}^6\text{Li}$ . — *Z. Phys.*, 1980, vol. A296, p. 113 — 122.
11. Goldhaber A.S. Statistical models of fragmentation processes. — *Phys. Lett.*, 1974, vol. 53B, p. 306 — 308.
12. Scott D.K. The current experimental situation in heavy-ion reactions. Lectures delivered at the NATO/NSF Advanced Studies Institute on Theoretical Methods in Medium-Energy and Heavy-Ion Physics, Madison, Wisconsin, June 12 — 23, 1978.
13. Garpman S.I.A., Sperber D., Zielinska-Pfabe M. Nucleon emission from a hot zone in heavy-ion reactions. — *Phys. Lett.*, 1980, vol. 90B, № 1, 2, p. 53 — 56.
14. Collins M.T., Griffin J.J. Mean free path of nucleons in a fermi gas at finite temperature. — *Nucl. Phys.*, 1980, vol. A348, p. 63—74.
15. Струтинский В.М. О поверхностных реакциях срыва нуклонов. — *ЖЭТФ*, 1964, т. 46, вып. 6, с. 2078 — 2084.
16. Bassichis W.H., Dar A. Heavy-projectile inelastic scattering above the coulomb barrier. — *Phys. Rev. Lett.*, 1968, vol. 14, № 16, p. 648 — 652.
17. Blatt J.M., Weisskopf V.F. *Theoretical Nuclear Physics*, New-York — London, 1952.
18. Blann M. Overlaid Alice. A statistical model computer code including fission and preequilibrium models. — US ERDA report № COO-3494-29, 1976.
19. Бетак Э., Тонеев В.Д. Эмиссия легких частиц в реакциях с тяжелыми ионами. — *ЭЧАЯ*, 1981, т. 12, вып. 6, с. 1432 — 1491.
20. Lukyanov V.K., Petkov I.Z. Alpha particle transfer reactions in collisions of complex nuclei. — *Nucl. Phys.*, 1963, vol. 49, p. 529 — 536.
21. Britt H.C., Quinton A.R. Alpha particles and protons emitted in the bombardment of  ${}^{197}\text{Au}$  and  ${}^{209}\text{Bi}$  by  ${}^{12}\text{C}$ ,  ${}^{14}\text{N}$  and  ${}^{16}\text{O}$  projectiles. — *Phys. Rev.*, 1961, vol. 124, № 3, p. 877 — 887.
22. De Vries R.M. Lola. NPL University of Washington, 1973.
23. Moniz E.J. e.a. Nuclear Fermi Momenta from Quasielastic Electron Scattering. — *Phys. Rev. Lett.*, 1971, vol. 26, № 8, p. 445 — 448.
24. Gondorf J.P. e.a. Promptly emitted particles in nuclear collisions. — *Nucl. Phys.*, 1980, A333, p. 285 — 301.

25. Gottschalk P.-A., Weström M. Light-particle heavy-ion correlations in deep inelastic processes: a theoretical study of hot-spot particle emission. — Nucl. Phys., 1979, vol. A314, p. 232 — 252.
26. Джолос Р.В., Картавенко В.Г. Предравновесное испускание легких частиц в реакциях с тяжелыми ионами. Препринт ОИЯИ, РЧ-80-37, Дубна, 1980.
27. Gadioli E. Precompound emission. — Nukleonika, 1976, vol. 21, № 4, p. 385 — 430.
28. Зелигер Д., Сасонов С. Теоретические модели описания угловых распределений продуктов предравновесных ядерных реакций. — ЭЧАЯ, 1980, т. 11, вып. 4, с. 967 — 990.
29. Blann M. Hybrid Model for Preequilibrium Decay in Nuclear Reactions. — Phys. Rev. Lett., 1971, vol. 27, p. 337 — 340.
30. Cline C.K., Blann M. The preequilibrium statistical model: description of the nuclear equilibration process and parametrization of the model. — Nucl. Phys., 1971, vol. A172, p. 225 — 259.
31. Ernst J., Jayanti Rama Rao. A Unified Model of Preequilibrium Decay. — Z. Physik, 1977, vol. A281, p. 129 — 135.
32. Bertini H.W., Harp G.D., Bertrand F.E. Comparisons of predictions from two intranuclear-cascade models with measured secondary proton spectra at several angles from 62- and 39-MeV protons on various elements. — Phys. Rev., 1974, vol. C10, № 6, p. 2472 — 2482.
33. Griffin J.J. Energy dependence of average direct reaction cross sections and partial nuclear level densities. — Phys. Lett., 1967, vol. 24B, p. 5 — 7.
34. Weisskopf V.F., Ewing D.H. On the yield of nuclear reactions with heavy elements. — Phys. Rev., 1940, vol. 57, p. 472 — 485.
35. Bethe H.A. Possible deviations from the evaporation model of nuclear reaction. — Phys. Rev., 1938, vol. 53, p. 675.
36. Gottschalk P.-A., Westöm M. Diffusion of heat in nuclear matter and preequilibrium phenomena. — Nucl. Phys., 1977, vol. A286, № 2, p. 282 — 296.
37. Hilscher D. e.a. Neutron emission in the reaction  $^{165}\text{Ho} + ^{56}\text{Fe}$  at  $E_{\text{lab}} = 8,5\text{-MeV/n}$ . — Phys. Rev. C, 1979, vol. 20, № 2, p. 576 — 591.
38. Westerberg L. e.a. Preequilibrium particle emission from fusion of  $^{12}\text{C} + ^{158}\text{Gd}$  and  $^{20}\text{Ne} + ^{150}\text{Nd}$ . — Phys. Rev. C, 1978, vol. 18, № 2, p. 796 — 814.

39. Geoffroy Young K. e.a. Nonequilibrium emission of neutrons from fusion-like reactions of 152 MeV  $^{16}\text{O}$  with  $^{154}\text{Sm}$ . — Phys. Rev. C, 1981, vol. 23, № 6, p. 2479 — 2491.
40. Beene J.R. e.a. Fusion-like reactions of  $^{16}\text{O}$  with  $^{154}\text{Sm}$ :  $\gamma$ -ray multiplicity versus bombarding energy. — Phys. Rev. C, 1981, vol. 23, № 6, p. 2463 — 2478.
41. Hilscher D. e.a. Neutron emission in heavy ion collisions at energies below 15-MeV/n. — In: Dynamics of Heavy-Ion Collisions. North-Holland Publishing Company, 1981, p. 225 — 239.
42. G.vron A. e.a. Neutron emission in  $^{12}\text{C} + ^{158}\text{Gd}$  and  $^{13}\text{C} + ^{157}\text{Gd}$  reactions between 8 and 12-MeV/n. — Phys. Rev. C, 1981, vol. 24, № 5, p. 2048 — 2069.
43. Gemmeke H. e.a. Emission of fast neutrons in deep-inelastic collisions of  $^{16}\text{O}$  on Ni. — Phys. Lett., 1980, vol. 97B, № 2, p. 213—216.
44. Schröder W.U. e.a. Interaction times for damped heavy-ion collisions. — Phys. Rev. C, 1977, vol. 16, № 2, p. 623 — 628.
45. Бочкарев О.В., Коршенинников А.А., Кузьмин Е.А., Муха Н.Г., Чулков Л.В., Яньков Г.Б. Исследование рассеяния на кобальте-59 лития-6 с возбуждением состояния 2,18 МэВ ( $3^+$ ). — В сб.: Тезисы докладов XXXII Сессии по ядерной спектроскопии и структуре атомного ядра. Л.: Наука, 1982, с. 363.

Редактор Г. Я. Кермадонова  
Технический редактор Н. И. Мазаева

T-21238. 19.11.82. Формат 60x90/16. Уч.-изд. л. 2,7  
Тираж 143. Индекс 3624. Заказ 696

Отпечатано в ИАЭ

## ГУБРИКАТОР ПРЕПРИНТОВ ИАЭ

1. Общая теоретическая и математическая физика
2. Ядерная физика
  
3. Общие проблемы ядерной энергетики
4. Физика и техника ядерных реакторов
5. Методы и программы расчета ядерных реакторов
  
6. Теоретическая физика плазмы
7. Экспериментальная физика плазмы и управляемый термоядерный синтез
8. Проблемы термоядерного реактора
  
9. Физика конденсированного состояния вещества
10. Физика низких температур и техническая сверхпроводимость
11. Радиационная физика твердого тела и радиационное материаловедение
  
12. Атомная и молекулярная физика
13. Химия и химическая технология
  
14. Приборы и техника эксперимента
15. Автоматизация и методы обработки экспериментальных данных
16. Вычислительная математика и техника

Индекс рубрики дается через дробь после основного номера ИАЭ.

**35 коп.**

**Индекс 3624**

**Препринт ИАЭ-3756/2. М., 1983**