

ОБЪЕДИНЕННЫЙ
ИНСТИТУТ
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ
ДУБНА

P7-86-589

Э.М.Козулин*, П.Мэдлер, М.В.Блинов*,
А.Н.Можаев*, Ю.Э.Пенионжкевич

ИССЛЕДОВАНИЕ ИСПУСКАНИЯ
ПРЕДРАВНОВЕСНЫХ НЕЙТРОНОВ
ПРИ ВЗАИМОДЕЙСТВИИ ИОНОВ ^{12}C (105 МэВ)
С ЯДРАМИ ^{12}C , ^{27}Al , ^{56}Fe , ^{114}Sn , ^{124}Sn , ^{181}Ta

Направлено в журнал "Ядерная физика"

* Радиевый институт им. В.Г.Хлопина, Ленинград

1986

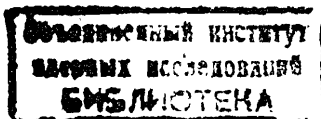
Введение

В настоящее время интенсивно развиваются теоретические и экспериментальные исследования эмиссии предравновесных частиц в реакциях с тяжелыми ионами при энергиях 10–20 МэВ/нуклон.

Исследования характеристик предравновесных частиц дают важную информацию о динамике поведения взаимодействующей системы на ранней стадии реакции до установления полного теплового равновесия. Особый интерес с этой точки зрения представляют нейтроны, характеристики эмиссии которых не искажаются кулоновским полем взаимодействующих ядер.

До настоящего времени нет систематических исследований выхода быстрых нейтронов в зависимости от массового числа ядра-мишени. Влияние ядра-мишени изучалось лишь для эмиссии заряженных частиц^{/1,2/}. В работе^{/1/} было показано, что инклюзивный вклад быстрых заряженных частиц очень слабо зависит от ядра-мишени. Эксперименты проводились при взаимодействии ускоренных ионов ^{16}O (13 МэВ/нуклон) с мишенями ^{12}C , ^{56}Fe , ^{91}Zr . На основе этих данных в работе^{/1/} был сделан вывод о периферичности процесса и о том, что ядра-мишени играют роль "спектатора" в процессе образования быстрых частиц. С другой стороны, в работе^{/2/} для реакций с ионами ^{22}Ne (178 МэВ) на ядрах ^{159}Tb , ^{181}Ta , ^{197}Au , ^{232}Th была найдена сильная зависимость выхода быстрых α -частиц от энергии отделения испущенной α -частицы в ядре-мишени. Так как в обеих работах^{/1,2/} исследовались реакции на разных мишенях, для которых энергии отделения регистрируемых частиц сильно различались, то разные результаты, полученные в этих двух работах, возможно, объясняются существованием других факторов, влияющих в разной степени на выход быстрых частиц в том или другом случае.

В настоящей работе исследовался выход быстрых нейтронов при взаимодействии ускоренных ионов ^{12}C (105 МэВ) с мишенями из ^{12}C , ^{27}Al , ^{56}Fe , $^{114,124}\text{Sn}$, ^{181}Ta . Выбор этих мишеней объясняется большой разницей энергий связи нейтронов в исследуемых ядрах (7,6 ÷ ÷ 18,7 МэВ). Относительно небольшая энергия бомбардирующих ионов была выбрана из следующих соображений. Во-первых, ожидалось, что исследуемое влияние энергии связи испущенных частиц в сталкивающихся ядрах наиболее сильно будет проявляться при низких энергиях. Во-вторых, эта энергия соответствует энергии вблизи "порога" испускания предравновесных нейтронов (см., например, систематику^{/3/}), что представляет интерес с точки зрения вопроса о существовании неиспарительной компоненты в исследуемых реакциях.



Для интерпретации экспериментальных данных в настоящей работе использовалась двухстадийная модель испускания предравновесных нуклонов $^{1/4}$ (ДМПН). Без подгонки каких-либо параметров в рамках этой динамической модели можно рассчитать абсолютные, дважды дифференциальные сечения испускания предравновесных нейтронов. Хотя эта модель была развита для более высоких энергий бомбардирующих ионов (≈ 20 МэВ/нуклон), ДМПН хорошо описывает выходы, угловые и энергетические распределения предравновесных нейтронов и при энергиях ~ 10 МэВ/нуклон $^{1/4}$. Сопоставляя расчеты, выполненные по ДМПН, с экспериментальными результатами, полученными в настоящей работе, мы также более детально можем исследовать вопрос о практическом нижнем энергетическом пределе применимости ДМПН по отношению к инклюзивным данным.

Методика эксперимента и результаты измерений

Облучение мишеней ^{12}C , ^{27}Al , ^{56}Fe , ^{114}Sn , ^{124}Sn , ^{181}Ta проводилось на выведенном пучке ионов углерода с энергией 105 МэВ ускорителя У-200 ЛЯР ОИЯИ. Измерение спектров нейтронов осуществлялось методом времени пролета в диапазоне энергий 4-30 МэВ. Для определения фона от нейтронов и γ -квантов использовались измерения амплитудных распределений, а также метод n/γ -разделения. Особое внимание уделено вопросу формирования пучка ионов, так как коллиматор и диафрагмы сами являются источниками фоновых нейтронов. Часть диафрагм дистанционно устанавливалась на время настройки и убиралась во время проведения измерений. Для обеспечения идентичности экспериментальных условий измерения проводились сериями, между которыми осуществлялись фоновые и контрольные измерения. Ток пучка ионов углерода в эксперименте составлял 100 нА. Временное разрешение спектрометра составляло ~ 3 нс и определялось в основном микроструктурой пучка ионов, так как для получения временной отметки использовался детектор на основе микроканальных пластин (МКП), который выработывал стартовый сигнал при прохождении очередного сгустка ионов. Измерения проводились для углов от 0° до 120° по отношению к направлению пучка ионов. Регистрация абсолютных значений потока ионов, падающих на мишень, проводилась путем измерения числа рассеянных ионов на мишени или на тонкой золотой фольге. В эксперименте для всех ядер и для всех выбранных углов использовались "толстые" мишени с $\phi = 10$ мм, а в некоторых случаях - "тонкие". "Толстые" мишени применялись для повышения статистической точности и улучшения фоновых условий, а "тонкие" - для более точного определения эффективного сечения эмиссии нейтронов. При обработке результатов, полученных на "толстых" мишенях, использовались эффективные

энергии ионов углерода $E_{\text{эфф}}$. Для реакции $^{12}\text{C} + ^{181}\text{Ta}$ значение $E_{\text{эфф}}$ определялось из сравнения с измерениями на "тонкой" мишени: экспериментальные спектры на "толстой" мишени с хорошей точностью (в пределах статистической ошибки) совпадают с соответствующими спектрами на "тонкой" мишени при $E_{\text{нач}} = 92$ МэВ $\approx E_{\text{эфф}}$. Абсолютная нормировка экспериментальных спектров для этой реакции получена с использованием значения сечения слияния для этой реакции $E_{\text{эфф}}$, взятого из работы $^{1/5}$. Для других реакций $E_{\text{эфф}}$ и абсолютная нормировка оценивались с использованием следующего соотношения:

$$\sigma(E_{\text{эфф}}) = \bar{\sigma} + \frac{(E_{\text{эфф}} - \bar{E})}{(E_0 - \bar{E})} \cdot (\sigma_0 - \bar{\sigma}),$$

где E_0 - начальная энергия ионов и σ_0 - сечение слияния при этой энергии $^{1/5}$, \bar{E} - средняя энергия по сечению слияния и $\bar{\sigma}$ - соответствующее сечение слияния. Предполагается, что соотношение $E_{\text{эфф}}/\bar{E}$ сохраняется для всех мишеней и составляет $E_{\text{эфф}}/\bar{E} = 1,2$. Это соотношение определялось в опытах с "толстой" и "тонкой" танталовой мишенью. Неточность определения абсолютных значений дважды дифференциальных сечений эмиссии нейтронов с учетом погрешности в определении $E_{\text{эфф}}$, $\sigma_{\text{эфф}}$, толщины мишени, эффективности регистрации нейтронов и других методических погрешностей не превышала 40%.

Детектирование нейтронов производилось сцинтилляционными блоками, изготовленными на основе монокристаллов стибьена $\phi 70 \times 50$ мм и фотоумножителей ФЭУ-82. Абсолютная нормировка световых выходов и измерения эффективности проводилась на электростатическом генераторе Ванде-Граафа и нейтронном генераторе НГ-400 Радиевого института с использованием потока моноэнергетических нейтронов из реакций $T(d,n)^3\text{He}$, $T(p,n)^3\text{He}$, $D(d,n)^3\text{He}$. Точность определения эффективности ϵ_n спектрометра составляет $5 \div 10\%$.

Калибровка спектрометрического нейтронного канала осуществлялась с помощью радиоактивных источников ^{122}Sn , ^{137}Cs , ^{22}Na , ^{88}Y и $(\text{Po} - \text{Be})$. Измерения проводились на пролетных базах от 100 до 200 см. Запись данных, сортировка событий и формирование двумерных матриц амплитуда-время (А-Т) осуществлялась в режиме онлайн на СМ-3А. Дальнейшая обработка данных, а также поправка на временное разрешение проводилась на ЕС-1033.

На рис. 2-5 представлены результаты измерений дифференциальных спектров нейтронов в рассматриваемых реакциях. Видно, что во всех случаях наблюдаются по крайней мере два компонента, характеризуемых разными наклонами $d\sigma/dE_n$ в области низких и высоких энергий нейтронов, причем изменение наклона происходит в области ~ 10 МэВ. Эти две компоненты соответствуют вкладу от равновесного и неравновесного

испускания нейтронов. Энергетические спектры испускаемых нейтронов в области низких энергий могут быть описаны в рамках каскадного равновесного испарения нейтронов в основном из составного ядра. В связи с высоким порогом регистрации (4 МэВ) значительная часть нейтронов не регистрировалась и, соответственно, трудно оценить полный выход испарительных нейтронов и их среднюю энергию. Если использовать для оценки выхода равновесных нейтронов в области энергий 10-30 МэВ максвелловское распределение ($N \sim \exp(-E_n/T)$) с нормировкой по участку спектра 5 ÷ 10 МэВ, то выход равновесных нейтронов под углом 0° уменьшается от ^{181}Ta к ^{12}C , а относительный вклад равновесных нейтронов в этой области растет и является наибольшим для ядер углерода. Как видно из экспериментальных данных, основной вклад в высокоэнергетическую часть спектра (выше 10 МэВ) вносят нейтроны жесткого предравновесного компонента, параметр температуры которого значительно выше равновесного значения. Выход предравновесных нейтронов существенно зависит от угла вылета θ , а именно: с увеличением угла регистрации по отношению к пучку ионов выход данного компонента резко падает. Можно отметить, что угловая зависимость сильно отличается для различных ядер-мишеней, что, в основном, связано с увеличением переносной скорости ядра, из которого происходит эмиссия нейтронов. Необходимо отметить, что параметр температуры предравновесного компонента зависит как от угла регистрации в лабораторной системе, так и от ядра-мишени. Например, параметр температуры жесткой части спектра меняется от 6,6 МэВ в случае реакции $^{12}\text{C} + ^{12}\text{C}$ до 4,8 МэВ для реакции $^{12}\text{C} + ^{181}\text{Ta}$ (при 0°).

Нами проводилось сравнение выходов и энергетических спектров нейтронов из реакций на изотопах олова ^{114}Sn и ^{124}Sn с целью выяснения влияния нуклонного состава ядра-мишени на вероятность эмиссии неравновесных нейтронов. Экспериментальные данные (рис. 5) показывают, что имеется различие как в выходах, так и в энергетических спектрах нейтронов. Для обоих изотопов олова наблюдаются компоненты с температурами около 5 МэВ. Выход нейтронов с энергиями выше 15 МэВ для ^{124}Sn превышает выход для ^{114}Sn примерно в 1,5 ÷ 2 раза. Таким образом, экспериментальные данные показывают, что характеристики жесткого неравновесного компонента нейтронного спектра зависят от массы и нуклонного состава ядра-мишени.

Анализ экспериментальных данных

В настоящее время существует большое количество моделей, используемых для интерпретации характеристик предравновесных частиц в реакциях с тяжелыми ионами $^{6-28}$. По своей физической картине они крайне различны. Эти модели можно классифицировать по соответствующим пред-

положениям о роли двухчастичного нуклон-нуклонного взаимодействия. Одним крайним случаем являются различные модификации модели "горячего источника" $^{6-13}$, неявно предполагающие доминирующую роль двухчастичных столкновений, т.е. достаточно малую длину свободного пробега и малое время релаксации, приводящие к образованию возбужденной зоны, статистически испускающей частицы. Параметризации типа "движущегося горячего источника" (ДГИ) $^{10-13}$ и "горячего вращающегося пятна" (ГВП) 10 позволяют получить хорошее согласие с экспериментальными данными даже в случае корреляционных измерений 30,31 . Однако они не содержат динамического описания временной эволюции источника, а физический смысл подгоняемых параметров (например, "скорость источника") вообще не ясен.

Другим крайним случаем являются модели среднего поля, в которых роль двухчастичных нуклон-нуклонных столкновений сводится к формированию среднего поля, в котором нуклоны движутся квазисвободно. К этой категории можно отнести различные модификации модели "многочастичных испущенных частиц" (МИЧ) $^{18-23}$, квантовомеханические одночастичные модели $^{24-26}$ и полностью самосогласованный, зависящий от времени метод Хартри - Фока (ЗВХФ) 27,28 , который является наиболее последовательной реализацией представления МИЧ. Однако все эти модели дают слишком большую анизотропию в угловых распределениях предравновесных частиц. Кроме того, в рамках ЗВХФ получено, что выход быстрых частиц сильно зависит от энергии связи нуклона в налетающем ионе 29 , что противоречит эксперименту 12 .

В двухстадийной модели предравновесной эмиссии нейтронов 4 сделана попытка объединения этих различных представлений о механизме испускания быстрых частиц.

Исходным пунктом этой динамической модели является траекторный расчет эволюции среднего поля для данной системы в зависимости от прицельного параметра 33,34 . Решаются классические уравнения движения для коллективных переменных: расстояние между центрами двух ядер, радиус шейки и кривизна шейки. Момент образования шейки в модели строго определен. Приблизительно его можно охарактеризовать как момент, когда одночастичный барьер между взаимодействующими ядрами исчезает. В модели ДМН предполагаются две стадии эмиссии быстрых предравновесных частиц. На первой стадии реакции, когда сталкивающиеся ядра пространственно еще не сильно перекрываются (до образования шейки между взаимодействующими ядрами), эмиссия предравновесных частиц рассчитывается аналогично моделям МИЧ. Основным предположением моделей МИЧ является то, что в каждый момент времени импульсное распределение нуклонов в системе есть суперпозиция двух невозмущенных ферми-сфер, сдвинутых относительно друг друга на импульс, соот-

ветствующий относительной скорости ядер в каждый момент времени. Однако на второй стадии, после образования шейки и исчезновения одно-частичного потенциального барьера между ядрами, данное предположение не оправдано ^{/4/}. На этой стадии взаимодействия эмиссия предравновесных частиц в ДМН предполагается из горячей зоны, расширяющейся со скоростью звука в радиальном направлении и имеющей сильно анизотропное распределение частиц по скоростям. Предполагается, что момент возникновения горячей зоны t_0 совпадает с моментом возникновения шейки между взаимодействующими ядрами. Анизотропия импульсного распределения нуклонов из горячей зоны учитывается введением поля средней скорости ^{/4/}, зависящего как от времени, так и от координат. Вследствие этого для асимметричных комбинаций сталкивающихся ядер в системе центра масс угловые распределения испущенных частиц сильно направлены вперед. Начальный радиус R_0 горячей зоны в ДМН фиксирован исходя из корреляционных экспериментов ^{/32/} по определению эффективного радиуса источника, испускающего наиболее быстрые предравновесные частицы ($R_0 = 3,6 \text{ фм}$) ^{/4/}.

Как видно из экспериментов на изотопах олова (рис. 5), выход предравновесных нейтронов зависит от их энергии связи в ядре-мишени. Поэтому, в отличие от работы ^{/4/}, где для энергии связи нейтрона использовалось стандартное значение $B_n = 8 \text{ МэВ}$, в настоящей работе энергия связи испускаемого нейтрона учитывалась следующим образом: предполагалось, что B_n равна его энергии связи в ядре ^{12}C , если эмиссия происходит через поверхность налетающего ядра и равна энергии связи нейтрона в ядре-мишени при эмиссии через его поверхность. Это предположение, конечно, теряет смысл, если форма системы приближается к сферической, то есть к составному ядру. Но анализ соответствующих траекторных расчетов показал, что во всех рассматриваемых в настоящей работе случаях сталкивающиеся ядра в большой степени сохраняют свою индивидуальность, т.е. имеют слабое пространственное перекрытие вплоть до момента, когда прекращается расчет неравновесной эмиссии. Этот момент времени соответствует достижению фронтом горячей зоны внешней поверхности ядра-мишени или для самых легких систем, где в силу близости диаметра ядра-мишени к R_0 это происходит очень быстро, соответствует моменту остановки налетающего ядра (исчезает анизотропия импульсного распределения нуклонов в горячей двухъядерной системе). Дальнейшую эволюцию к составному ядру траекторная модель, которая используется в ДМН, не в состоянии описывать. Частицы же, которые испускаются на этой стадии, вероятно, имеют уже квазииспарительный характер и почти не дают вклада в исследуемую высокоэнергетическую часть спектра нейтронов.

В работе ^{/4/} показано, что ДМН можно рассматривать как динамический подход к источниковым моделям, т.е. в ДМН такие понятия, как

"эффективная" температура, скорость источника и число нуклонов в нем, приобретают вполне определенный смысл, и их можно рассчитать, усредняя соответствующие расчетные величины по времени и прицельному параметру. Эти усредненные характеристики затем можно сравнивать с соответствующими подгоночными параметрами, полученными в источниковых моделях ДИИ или ГВП. В связи с этим в настоящей работе проводилось усреднение температуры и числа нуклонов в горячей зоне по формуле

$$C_{\text{эфф}} = \frac{\int b db \int dt \exp(-\tilde{\epsilon}/T_b^{*3}(t)) \cdot C_b(t) \cdot d/dt M_b(t)}{\int b db \int dt \exp(-\tilde{\epsilon}/T_b^{*3}(t)) \cdot d/dt M_b(t)}, \quad (I)$$

где $C_{\text{эфф}}$ — эффективное число нуклонов в горячей зоне $A_{\text{эфф}}$ при $C_b(t) = A_b^{*3}(t)$, а при $C_b(t) = T_b^{*3}(t)$ — эффективная температура горячей зоны $T_{\text{эфф}}$. $d/dt M_b(t)$ обозначает дифференциальную множественность нейтронов в момент времени t для столкновения ядер с прицельным параметром " b ". Экспоненциальный множитель в формуле (I) введен для того, чтобы учесть тот факт, что обычно подгонка выхода быстрых нуклонов проводится только по высокоэнергетической части ($\geq 10 \text{ МэВ}$) спектра, в то время как расчетные множественности определяются, в основном, низкоэнергетической частью спектра, которая формируется согласно ДМН на более поздней стадии взаимодействия, когда быстрые нейтроны испускаются уже с малой вероятностью. Но на этой стадии температура $T_b^{*3}(t)$ мала, поэтому и весовой фактор мал. Следовательно, $\tilde{\epsilon}$ есть некий параметр, определяющий ту энергию, выше которой усреднение в выражении (I) идет с увеличенным весом. В дальнейшем выбрано $\tilde{\epsilon} = 8 \text{ МэВ}$. Чтобы определить степень произвола при выборе параметра $\tilde{\epsilon}$ в расчетах для реакции $^{20}\text{Ne} + ^{181}\text{Ta}$ (178 МэВ), мы меняли значение параметра $\tilde{\epsilon}$ в пределах 0–12 МэВ, при этом величина $T_{\text{эфф}}$ менялась от 3,44 до 4,18 МэВ.

На рис. I представлены рассчитанные по формуле (I) значения $T_{\text{эфф}}$, $A_{\text{эфф}}$, а также для сравнения $T_{\text{СН}}$ (температура составного ядра при центральном столкновении ядер, полученная при использовании параметра плотности $\alpha = A/8$) как функции массового числа ядра-мишени A_T в реакции с ионами ^{12}C ($E_0 = 105 \text{ МэВ}$). Отметим, что в модели ДМН для вычисления температуры используется параметр плотности уровней из ферми-газовой модели: $\alpha_b^{*3}(t) = \pi^2 A_b^{*3}(t)/4 \epsilon_F$, где $\epsilon_F = 37 \text{ МэВ}$. Это более обосновано на ранней стадии (большие $T_b^{*3}(t)$), чем вблизи равновесия. С этим связана некоторая переоценка выхода медленных предравновесных час-

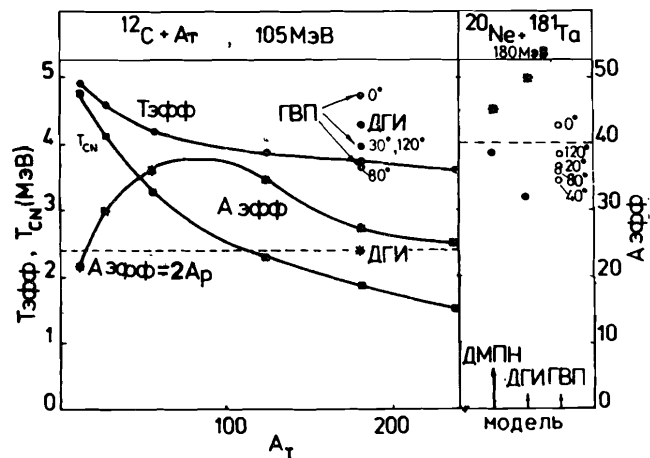


Рис. 1

Эффективная температура $T_{эфф}$ (•) и эффективное число нуклонов источника $A_{эфф}$ (*) (правая шкала), рассчитанные по формуле (1), а также температура составного ядра $T_{сн}$ (■) для центральных соударений из реакций ^{12}C (105 МэВ) + A_T . На рисунке также приведены $T_{эфф}$ и $A_{эфф}$, полученные из расчетов по модели ДГИ, и параметры температуры, зависящие от указанных на рисунке углов, рассчитанные по модели ГВП (о) для реакций $^{12}\text{C} + ^{181}\text{Ta}$ (в левой части) и $^{20}\text{Ne} + ^{181}\text{Ta}$ (в правой части). Соответствующие результаты взяты из работы /35/. В рамках ДМПН реакция $^{20}\text{Ne} + ^{181}\text{Ta}$ подробнее изучена в работе /4/.

тиц /4/, что дает дополнительное основание для введения в формулу (1) весового фактора. Для реакции $^{12}\text{C} + ^{12}\text{C}$ значение $T_{эфф}$ близко к $T_{сн}$, а $A_{эфф}$ близко к $A_{сн}$. Это объясняется тем, что уже в начальный момент образования горячей зоны t_0 число нуклонов $A_b^{n3}(t)$ близко к полному числу частиц в системе. В этой реакции уже за время 15 фм/с после момента t_0 устанавливается общая температура во всей системе, а затем (до останова налетающего ядра) предравновесные нейтроны испускаются из анизотропной (по импульсам) системы со слабо растущей температурой (в отличие от тяжелых ядер-мишеней). Поэтому весовой фактор в уравнении (1) в случае легких систем почти не действует, в то время как он сильно подавляет вклад от испускания частиц на поздней стадии в случае тяжелых ядер-мишеней. В силу этого для последних $T_b^{n3}(t)$ сильно убывает со временем, и, как следствие этого, $A_{эфф}$ находится близко к начальному числу нуклонов в горячей

зоне, которое примерно совпадает в данном случае с удвоенным числом нуклонов в налетающем ядре. На начальном участке кривой $A_{эфф}$ возрастает, так как для ядер-мишеней, близких к углероду, эволюция системы идет подобно реакции $^{12}\text{C} + ^{12}\text{C}$, и поэтому $A_{эфф}$ близко к полному числу ядер системы. По мере дальнейшего увеличения A_T характер эволюции системы плавно меняется от описанного выше поведения легких систем к поведению тяжелых систем. По этой причине $A_{эфф}$ после прохождения максимума при $A_T \approx 80$ начинает уменьшаться. Эффективная температура $T_{эфф}$ монотонно уменьшается с ростом A_T .

На рис. 1 для сравнения указаны также подгоночные значения температуры и числа нуклонов в эффективном источнике по моделям ДГИ и ГВП для реакций $^{12}\text{C} + ^{181}\text{Ta}$ (105 МэВ) и $^{20}\text{Ne} + ^{181}\text{Ta}$ (178 МэВ). Как видно из рис. 1, согласие расчетов по ДМПН с результатами подгонки по моделям ДГИ и ГВП достаточно хорошее. Это ещё раз подтверждает, что ДМПН может рассматриваться как динамический подход к источниковым моделям.

Полученные экспериментальные данные для жесткой компоненты спектра нейтронов сравнивались с расчетами, выполненными по ДМПН для начальной энергии ионов углерода $E_0 = 105$ МэВ. Это делалось по двум причинам. Во-первых, неточности в определении эффективной энергии $E_{эфф}$ по выходу частиц несколько затрудняют выбор начальной энергии налетающего иона для проведения расчета. Во-вторых, одинаковая для всех реакций начальная энергия дает возможность проводить дальнейшие систематические сравнения. На рис. 2 приводятся экспериментальные дважды дифференциальные сечения эмиссии нейтронов в реакции $^{12}\text{C} + ^{181}\text{Ta}$ ($E_{эфф} \approx 92$ МэВ) и расчетные данные по ДМПН при $E_0 = 105$ МэВ. Наличие резкого изменения кривизны в расчетном спектре суммарного выхода нейтронов является следствием внезапного перехода в расчетах от одного механизма к другому в момент времени t_0 . Более реально было бы ожидать плавного перехода, который формально можно осуществить, введя на первой стадии в ДМПН конечную температуру в импульсное распределение нуклонов сталкивающихся ядер /4/, хотя для этого в рамках ДМПН нет достаточных оснований. Следует отметить, что небольшая переоценка данных при 0° связана с отличием расчетной начальной энергии E_0 от $E_{эфф}$. Используя линейную энергетическую зависимость выхода быстрых нейтронов от энергии (рис. 6), легко видеть, что как в данном, так и во всех последующих случаях это отличие может объяснить превышение результатов расчетов над экспериментом примерно на фактор 2.

На рис. 3 представлены экспериментально измеренные дважды дифференциальные сечения эмиссии нейтронов в реакции $^{12}\text{C} + ^{12}\text{C}$ ($E_{эфф} \approx 65$ МэВ) и результаты расчетов по ДМПН для двух энергий ионов

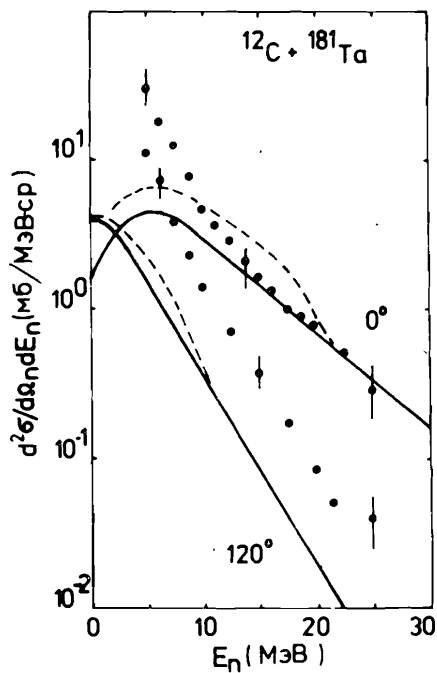


Рис. 2

Спектры нейтронов для реакции $^{12}\text{C} + ^{181}\text{Ta}$ для углов 0° и 120° в лабораторной системе координат: (—) — вклад от эмиссии из горячей зоны, (---) — сумма вкладов первой и второй стадии по ДМПН.

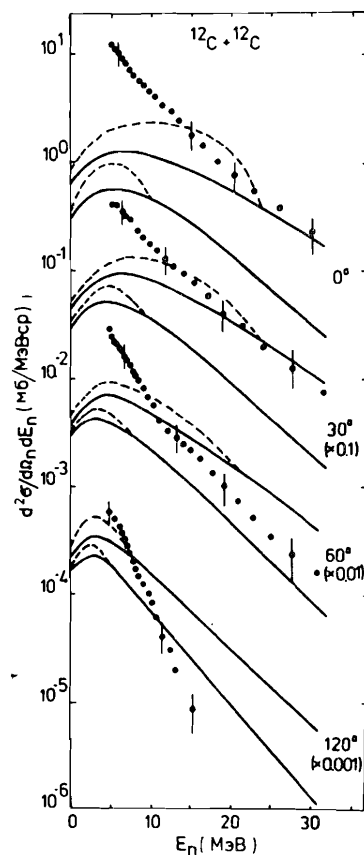


Рис. 3

Спектры нейтронов из реакции $^{12}\text{C} + ^{12}\text{C}$ для различных углов в лабораторной системе. Кривые имеют тот же смысл, что и на рис. 2. Верхние (нижние) линии для каждого энергетического спектра соответствуют расчетам с начальной энергией 105 (56) МэВ.

углерода: $E_0 = 105$ МэВ и $\bar{E} = 56$ МэВ, так как для данной реакции неточности в оценке $E_{эф}$ наибольшие. Эти два значения энергии представляют собой верхний и нижний пределы для истинного значения $E_{эф}$ потому, что выход быстрых нейтронов с энергией растет линейно ^{/3/}, в то время как сечение слияния растет более медленно. Совпадение экспериментальных и расчетных данных вполне удовлетворительное, за исключением угла 120° , где расчет дает выход предравновесных нейтронов много больший, чем получено в эксперименте. Это связано с тем, что при описании эмиссии нейтронов из горячей зоны в ДМПН используется некоторое обобщенное ферми-распределение ^{/4/} вместо отношения плотностей уровней до и после эмиссии. Тем самым не исключается испускание частиц с энергией больше энергии возбуждения в горячей зоне. Значит, расчеты дают ложный вклад в те ранние моменты времени, для которых диссипированная энергия относительного движения (энергия возбуждения горячей зоны) не достигла ещё рассматриваемого энергетического интервала испускаемых частиц. С другой стороны, само понятие, а тем более расчет плотности уровней нефермического, сильно зависящего (как по числу частиц, так и по энергии возбуждения) от времени и анизотропного по импульсному распределению источника совершенно не определены. В остальном, несмотря на то, что в реакции $^{12}\text{C} + ^{12}\text{C}$ мы достигаем такого рода кинематического предела применимости ДМПН на начальном этапе эволюции горячей зоны, эта модель формально неплохо описывает экспериментальные данные и в этом случае. Особенно это касается интегральных характеристик быстрых нейтронов, в которые ложный вклад в моменты времени $t \approx t_0$ невелик. Он больше всего сказывается на спектрах под задними лабораторными углами, где согласно расчетам на более поздней стадии высокоэнергетические нейтроны уже почти не испускаются. С ростом массового числа ядра-мишени энергетические соотношения улучшаются, так как при этом все меньшая доля начальной энергии уходит на движение центра масс. Соответственно получается все более хорошее (см. рис. 4,2) согласие теории с экспериментом при 120° .

На рис. 4 приведены экспериментальные дважды дифференциальные сечения нейтронов из реакций $^{12}\text{C} + ^{27}\text{Al}$ ($E_{эф} \approx 71$ МэВ), $^{12}\text{C} + ^{56}\text{Fe}$ ($E_{эф} \approx 76$ МэВ) под углами 0° и 120° градусов. Расчеты по ДМПН представлены как для стандартного значения $R_0 = 3,6$ фм, так и для значений R_0 , рассчитанных из простого выражения, полученного в работе ^{/4/} исходя из грубых оценок времени релаксации системы:

$$R_0 = 2 \cdot R_T (1 - v_s / v_F), \quad (2)$$

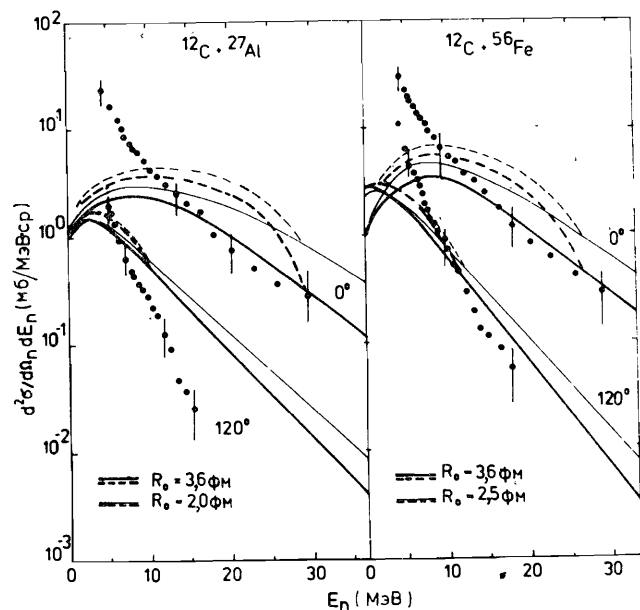


Рис. 4.

Спектры нейтронов из реакций $^{12}\text{C} + ^{27}\text{Al}$ и $^{12}\text{C} + ^{56}\text{Fe}$. Расчеты по ДМН для начальной энергии 105 МэВ показаны как для стандартного значения начального радиуса горячей зоны $R_0 = 3,6$ фм, так и для значений, которые получаются из уравнения (2).

где $v_s = 0,2$ с, $v_f = 0,28$ с, где с – скорость распространения звука в среде и ферми-скорость частиц соответственно, а $R_T = 1,15 A^{1/3}$ радиус ядра-мишени. Полученные с помощью выражения (2) значения начального радиуса горячей зоны для тяжелых ядер-мишеней совпадают со стандартным в ДМН значением R_0 , в то время, как для легких ядер ^{27}Al и ^{56}Fe получаются значения $R_0 = 2,0$ фм и $2,5$ фм соответственно. По причинам, обсужденным в работе [4], такие малые R_0 несостоятельны, так что эти расчеты следует рассматривать лишь как качественную иллюстрацию слабой зависимости результатов ДМН от параметра R_0 .

На рис. 5 приведены энергетические спектры нейтронов из реакций $^{12}\text{C} + ^{114}\text{Sn}$, $^{12}\text{C} + ^{124}\text{Sn}$ ($E_{эф} \approx 90$ МэВ), измеренные под углом 0° . Видно, что в зависимости от энергии связи нейтрона в ядре-мишени выходы нейтронов, рожденных в результате предравновесного процесса, различны. Расчеты энергетических спектров предравновесных нейтронов,

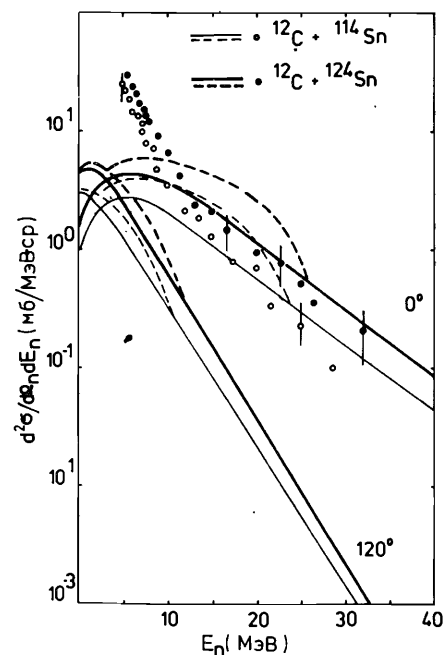


Рис. 5.

Экспериментальные спектры нейтронов под углом 0° в лабораторной системе из реакции $^{12}\text{C} + ^{114,124}\text{Sn}$ и расчетные по ДМН спектры для 0° и 120° .

проведенные в рамках ДМН с учетом индивидуальных значений B_n (10,3 МэВ для ^{114}Sn , 8,4 МэВ для ^{124}Sn), для обеих реакций показали хорошее согласие с экспериментом, т.е. ДМН воспроизводит качественно правильно различие выхода быстрых нейтронов для различных изотопов ядра-мишени.

Вернемся теперь к вопросу о зависимости выхода неравновесных нейтронов от ядра-мишени. На рис.6 представлены расчетные множественности M_n^{PE} предравновесных нейтронов ($E_0 = 105$ МэВ) для всей серии реакций настоящей работы, включая также расчет для ядра-мишени ^{238}U , как функции энергии в системе центра масс $E_{ц.м.}$ над кулоновским барьером V_k на нуклон $\epsilon = (E_{ц.м.} - V_k) / \mu$ (μ – приведенное массовое число). Видно, что, как и в случае испускания легких заряженных частиц ^3He , при фиксированной начальной энергии E_0 множественность слабо зависит от массового числа ядра-мишени. Однако следует обратить внимание на тот факт, что при данной, относительно небольшой энергии пучка эти реакции соответствуют сильно отличающимся значениям энергии ϵ , по которой принято систематизировать выход предравновесных частиц ^3He . Более того, энергия ϵ в рассматриваемой серии реакций растет монотонно с уменьшением заряда яд-

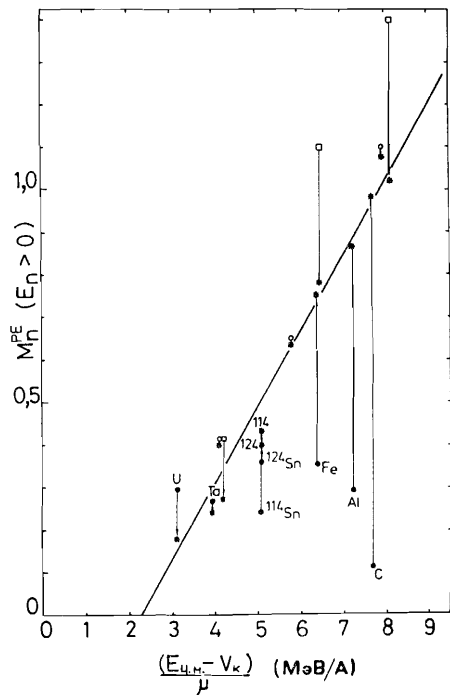


Рис. 6.

Рассчитанные по ДМПН (с учетом реалистических значений B_n) полные инклюзивные множественности предравновесных нейтронов M_n^{PE} (•) из реакций $^{12}C + ^{12}C$, ^{27}Al , ^{56}Fe , $^{114,124}Sn$, ^{181}Ta , ^{238}U . (*) - перенормированные с использованием формулы (3) значения M_n^{PE} (см. текст). (□, ○) - значения M_n^{PE} , полученные подгонкой по модели ДИИ для реакций $^{13}C + ^{157}Gd$ и $^{12}C + ^{158}Gd$ /36/ соответственно. Линия, проведенная через звездочки, указывает на линейную энергетическую зависимость выхода предравновесных нейтронов при гипотетической энергии связи нейтронов ($B_n = 8$ МэВ) для всех рассматриваемых ядер.

ра-мишени (уменьшением V_k), и в том же порядке также растет энергия связи нейтрона B_n в ядре-мишени. Если первая тенденция идет в сторону увеличения вероятности испускания, то вторая уменьшает эту вероятность. Следовательно, найденная слабая зависимость M_n^{PE} от A_T /1/ о том, что ядро-мишень является "наблюдателем" и реакция чисто периферическая, кажется несколько неоправданным, поскольку в той серии реакций ситуация полностью аналогична.

Интересно посмотреть, как изменяются результаты настоящих расчетов, если вместо реалистических значений B_n , учитывающих индивидуальность ядер, везде полагать $B_n = 8$ МэВ (как в работе /4/). Легко показать из формул, определяющих выход частиц в ДМПН /4/, что результаты настоящих расчетов приближенно можно "перенормировать" на этот случай, умножив их на фактор

$$F_{эфф} = \exp\left\{ (B_n - 8 \text{ МэВ}) / T_{эфф} \right\}, \quad (3)$$

здесь $T_{эфф}$ - расчетная эффективная температура, полученная из уравнения (1) (рис. 1). При получении уравнения (3) не учтено то обстоятельство, что оба сталкивающихся ядра имеют различные B_n и для оценок используем энергию связи нейтрона в ядре-мишени. В случае реакции $^{12}C + ^{12}C$ это, очевидно, не играет роли, картина сильно не искажается и в случае очень тяжелых ядер-мишеней, так как у них излучающая поверхность много больше, чем у налетающего ядра ^{12}C . Наибольшая погрешность применения уравнения (3) с использованием энергии связи в ядре-мишени ожидается для среднетяжелых ядер (^{114}Sn , ^{124}Sn). "Перенормированные" на $B_n = 8$ МэВ значения M_n^{PE} для различных ядер олова в принципе должны совпадать, поскольку при этом теряется индивидуальность различных изотопов. Разница же между получившимся по (3) значениям M_n^{PE} для ^{114}Sn и ^{124}Sn (см. рис. 6) есть мера максимальной погрешности применения уравнения (3). Если посмотреть на "перенормированные" расчеты, то видно, что соответствующие значения M_n^{PE} (звездочки) на рис. 6 с хорошей точностью ложатся на прямую, т.е. следуют известной примерно линейной энергетической зависимости /3/. Учет реалистических энергий связи сталкивающихся ядер при относительно низких начальных энергиях, как мы видели в расчетах настоящей работы, в большой степени компенсирует этот рост M_n^{PE} с ϵ . Дополнительно на рис. 6 показаны значения множественности предравновесных нейтронов в реакциях $^{12}C + ^{158}Gd$ и $^{13}C + ^{157}Gd$ /12/, полученные из подгонок по модели ДИИ, а также соответствующие "перенормированные" значения M_n^{PE} на $B_n = 8$ МэВ. Видно, что последние лежат близко к кривой, проведенной через "перенормированные" точки, полученные для серии реакций настоящей работы.

Отметим еще, что согласно (3) влияние разницы в энергии связи испускаемой частицы, например для различных изотопов ядра-мишени, сильно уменьшается с ростом начальной энергии (т.е. с ростом $T_{эфф}$). Поэтому мы ожидаем, что эффект, показанный на рис. 5, не будет наблюдаться при $E_0/A \gtrsim 20$ МэВ.

В заключении вернемся к качественному обсуждению результатов по эмиссии частиц в работах /1,2/ и сопоставлению их с результатами настоящей работы. При сравнимом диапазоне энергий связи в ядре-мишени для нейтронов в настоящей работе и протонов в серии реакций, исследуемых в работе /1/, энергии ϵ лежат в пределах от 3 до 8 МэВ и от 10 до 12 МэВ/нуклон соответственно. В нашем случае происходит частичная компенсация множественности за счет отмеченных выше двух тенденций. В случае работы /1/ разброс по энергии ϵ меньше, но, в отличие от настоящей работы, влияние различных энергий связи ослаблено из-за больших начальных энергий, т.е. больших значений

$T_{эф}$ (см. уравнение (3)), в результате чего также имеет место компенсация этих двух факторов. В случае работ ^{12/} разброс энергий на нуклон над кулоновским барьером незначителен, так что имеющийся сильный разброс по энергиям отделения α - частиц в ядре-мишени должен сильно сказываться. Эти рассуждения качественно снимают кажущееся противоречие между результатами работ ^{11/} и ^{12/}.

Заключение

В настоящей работе представлены результаты измерений выхода нейтронов в реакциях ¹²C при начальной энергии 105 МэВ с рядом ядер-мишеней от ¹²C до ¹⁸¹Ta. Во всех случаях обнаружен явно выраженный компонент предравновесных нейтронов. Без подгонки каких-либо параметров абсолютные дважды дифференциальные сечения испускания быстрых нейтронов удовлетворительно описываются в рамках двухстадийной модели предравновесной эмиссии нейтронов (ДМПН). Показано, что учет реалистических энергий связи объясняет как различие в выходах быстрых нейтронов для различных изотопов ядра-мишени, так и слабую зависимость выхода предравновесных нейтронов от массового числа ядра-мишени. В рамках данной модели ядро-мишень не является "наблюдателем", а процессы испускания быстрых нейтронов не есть исключительно периферические. При более высоких энергиях ионов влияние энергии связи B_n на выход нейтронов согласно предсказаниям ДМПН сильно ослабляется. Хотя физическая картина ДМПН при начальных энергиях порядка 10 МэВ/нуклон кажется гораздо менее обоснованной, чем при энергиях ≥ 20 МэВ/нуклон, в данной работе показано, что формальное применение этой модели при относительно низких энергиях дает обнадеживающие результаты. Заметное отклонение расчетов от экспериментальных инклюзивных дважды дифференциальных сечений появляются только тогда, когда ДМПН, а скорее всего ее вторая стадия - испускание нейтронов из горячей зоны, уже не применима по чисто кинематическим соображениям.

Авторы выражают благодарность профессору Ю.Ц.Оганесяну, профессору С.С.Коваленко за интерес к работе и ее поддержку, В.А. Рубчене, Ю.А. Музычке, Б.И. Пустыльнику за полезные обсуждения результатов измерений, Ю.И. Белянину, Б.П. Гаврилову, А.С. Вешикову, А.В. Воронину, А.Н. Кузнецову, В.И. Носокину за помощь в создании установки, М. Бидерманну за некоторые расширения используемых программ для расчетов по ДМПН.

Литература

1. Fulmer C.B. et al. Phys. Lett., 1981, 1008, p.305.
2. Borcea C. et al. Nucl. Phys., 1981, A351, p.312.
3. Holub E. et al. Phys. Rev., 1983, C28, p.252.
4. Biedermann M., Mädler P. Z.Phys., 1986, A323, p.315.
5. Wilcke W.W. et al. Atomic Data and Nuclear Data Tables, 1980, 25, p.389.
6. Weiner R., Westström M. Nucl. Phys., 1977, A286, p.282.
7. Gottschalk P.A., Westström M. Nucl. Phys., 1979, A314, p.232.
8. Garpman S.I.A. et al. Phys.Lett., 1980, 908, p.53.
9. Karvinen A.O.T. et al. Nucl. Phys., 1981, A367, p.122.
10. Awes T.C. et al. Phys.Rev., 1981, C24, p.89.
11. Hilscher D. et al. Phys. Rev., 1979, C20, p.576.
12. Gavron A. et al. Phys.Rev., 1981, C24, p.2048.
13. Gelbke C.K. Proc. Workshop on Coincident Particle Emission from Continuum States, Bad Honnef, June 1984, Machner H., Jahn P. (eds.), p. 230, World Scientific, 1984.
14. Yoshida S. Z.Phys., 1982, A308, p.133.
15. Nijta K. Z. Phys., 1984, A316, p.309.
16. Machner H. et al. Phys. Rev., 1985, C31, p.443.
17. Blann M. Phys. Rev., 1981, C31, p.205; 1985, C31, p.1245.
18. Bondorf J.P. et al. Nucl. Phys., 1980, A333, p.285.
19. Sebille F., Remaud B. Z. Phys., 1983, A310, p.99.
20. Tricoire H. Z. Phys., 1983, A312, p.221.
21. Davies K.T.R. et al. Ann. Phys. (N.Y.), 1984, 156, p.68.
22. LeRay S. et al. Z. Phys., 1985, A320, p.383.
23. Möhring K. et al. Nucl. Phys., 1985, A440, p.89.
24. Cassing W. Nucl. Phys., 1985, A438, p.253.
25. Umar A.S. et al. Phys. Rev., 1984, C30, p.1934.
26. Jolos R.V., Ivanova S.P. JINR, E4-85-647, Dubna, 1985.
27. Devi K.R.S. et al. Phys. Rev., 1981, C24, p.2521.
28. Dhar A.K. et al. Phys. Rev., 1982, C25, p.1432.
29. Mädler P. JINR, E7-84-690, Dubna, 1984.
30. Tsang M.B. et al. Phys. Lett., 1984, 148B, p.265.
31. Tsang M.B. et al. Phys.Rev. Lett., 1984, 52, p.1967.
32. Chitwood C.B. et al. Preprint MSUCL-543, Michigan, September 1985; Pochodzalla J. et al. Preprint MSUCL-556, Michigan, March 1986.
33. Bertsch G.F. Preprint MSUCL-385, Michigan, 1982.

34. Biedermann M. et al. JINR, E7-84-415, Dubna, 1984.
 35. Козулин Э.М. и др. СМЯИ, P7-85-3I, Дубна, 1985.
 36. Gavron A. et al. Phys. Rev., 1983, C27, p.450.

НЕТ ЛИ ПРОБЕЛОВ В ВАШЕЙ БИБЛИОТЕКЕ?

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

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.
D11-83-511	Труды совещания по системам и методам аналитических вычислений на ЭВМ и их применению в теоретической физике. Дубна, 1982.	2 р. 50 к.
D7-83-644	Труды Международной школы-семинара по физике тяжелых ионов. Алушта, 1983.	6 р. 55 к.
D2,13-83-689	Труды рабочего совещания по проблемам излучения и детектирования гравитационных волн. Дубна, 1983.	2 р. 00 к.
D13-84-63	Труды XI Международного симпозиума по ядерной электронике. Братислава, Чехословакия, 1983.	4 р. 50 к.
D2-84-366	Труды 7 Международного совещания по проблемам квантовой теории поля. Алушта, 1984.	4 р. 30 к.
D1,2-84-599	Труды VII Международного семинара по проблемам физики высоких энергий. Дубна, 1984.	5 р. 50 к.
D17-84-850	Труды III Международного симпозиума по избранным проблемам статистической механики. Дубна, 1984. /2 тома/	7 р. 75 к.
D10,11-84-818	Труды V Международного совещания по проблемам математического моделирования, программированию и математическим методам решения физических задач. Дубна, 1983	3 р. 50 к.
	Труды IX Всесоюзного совещания по ускорителям заряженных частиц. Дубна, 1984 /2 тома/	13 р. 50 к.
D4-85-851	Труды Международной школы по структуре ядра, Алушта, 1985.	3 р. 75 к.
D11-85-791	Труды Международного совещания по аналитическим вычислениям на ЭВМ и их применению в теоретической физике. Дубна, 1985.	4 р.
D13-85-793	Труды XII Международного симпозиума по ядерной электронике. Дубна 1985.	4 р. 80 к.

Рукопись поступила в издательский отдел
22 сентября 1986 года.

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

**ТЕМАТИЧЕСКИЕ КАТЕГОРИИ ПУБЛИКАЦИЙ
ОБЪЕДИНЕННОГО ИНСТИТУТА ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ**

Индекс	Тематика
1.	Экспериментальная физика высоких энергий
2.	Теоретическая физика высоких энергий
3.	Экспериментальная нейтронная физика
4.	Теоретическая физика низких энергий
5.	Математика
6.	Ядерная спектроскопия и радиохимия
7.	Физика тяжелых ионов
8.	Криогеника
9.	Ускорители
10.	Автоматизация обработки экспериментальных данных
11.	Вычислительная математика и техника
12.	Химия
13.	Техника физического эксперимента
14.	Исследования твердых тел и жидкостей ядерными методами
15.	Экспериментальная физика ядерных реакций при низких энергиях
16.	Дозиметрия и физика защиты
17.	Теория конденсированного состояния
18.	Использование результатов и методов фундаментальных физических исследований в смежных областях науки и техники
19.	Биофизика

Козулин Э.М. и др.

P7-86-589

Исследование испускания предравновесных нейтронов при взаимодействии ионов $^{12}\text{C}/105\text{ МэВ}$ с ядрами ^{12}C , ^{27}Al , ^{56}Fe , ^{114}Sn , ^{124}Sn , ^{181}Ta

Инклюзивные дважды дифференциальные сечения эмиссии нейтронов были измерены в реакциях $^{12}\text{C}/105\text{ МэВ} + ^{12}\text{C}$, ^{27}Al , ^{56}Fe , ^{114}Sn , ^{124}Sn , ^{181}Ta . Во всех случаях, несмотря на низкую начальную энергию, была обнаружена неравновесная эмиссия нейтронов, которая наиболее ярко выражена под передними углами. Заметное различие в выходах быстрых нейтронов из двух изотопов олова указывает на то, что ядро-мишень не является "наблюдателем" в процессе эмиссии быстрых частиц. Экспериментальные данные хорошо воспроизводятся в рамках феноменологической двухстадийной модели, если использовать в расчетах реалистические значения энергии связи нейтрона в ядре. Анализ, проведенный в рамках этой модели, указывает на слабую зависимость выхода предравновесных нейтронов от массы ядра-мишени. Предсказывается уменьшение эффектов, связанных с влиянием энергии связи, при увеличении энергии бомбардирующих ионов.

Работа выполнена в Лаборатории ядерных реакций ОИЯИ.

Препринт Объединенного института ядерных исследований. Дубна 1986

Перевод О.С. Виноградовой

Kozulin E.M., et al.

P7-86-589

Investigation of Preequilibrium Neutron Emission from the Reactions of ^{12}C (105 MeV) Ions with ^{12}C , ^{27}Al , ^{56}Fe , $^{114,124}\text{Sn}$ and ^{181}Ta Nuclei

For the ^{12}C (105 MeV) + ^{12}C , ^{27}Al , ^{56}Fe , $^{114,124}\text{Sn}$, and ^{181}Ta reactions double-differential inclusive neutron cross sections have been measured. In all cases, despite the low incident energy, a non-equilibrium component shows up which is most pronounced at forward angles. A significant difference in the fast neutron yields for the two tin isotopes indicates that the target nucleus does not act as a "spectator" in the process of fast particle emission. The fast neutron data are well reproduced by calculations within the framework of the phenomenological two-stage model if the realistic values of neutron binding energies are used. The model analysis has shown that the dependence of the fast neutron yield on the target mass number turns out to be weak. Binding energy effects are predicted to disappear with increasing beam energy.

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

Preprint of the Joint Institute for Nuclear Research. Dubna 1986