

СООБЩЕНИЯ
ОБЪЕДИНЕННОГО
ИНСТИТУТА
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ
ДУБНА

K 18

P15-87-783

В.В. Каманин, А. Куглер, Ю.Г. Соболев,
А.С. Фомичев

ВЫДЕЛЕНИЕ КАНАЛА РЕАКЦИИ
С ПОМОЩЬЮ КХ-ДЕТЕКТОРА
В ЭКСПЕРИМЕНТАХ ПО ИЗУЧЕНИЮ ЖЕСТКОЙ
КОМПОНЕНТЫ γ -ИЗЛУЧЕНИЯ

1987

ВВЕДЕНИЕ

Во многих лабораториях мира проводятся интенсивные исследования эмиссии высокоэнергетического ($E_\gamma \geq 8$ МэВ) γ -излучения в ядерных реакциях с тяжелыми ионами. Увеличение эффективности методик для их проведения имеет важное значение, так как выход γ -излучения в интересующей области энергии составляет менее одной тысячной от полного сечения реакции. В данной работе описан усовершенствованный способ выделения канала слияния сложных ядер. В экспериментах по изучению жесткой компоненты γ -излучения он был применен впервые. Метод основан на определении порядкового номера Z продуктов реакции по характеристическому рентгеновскому излучению, возникающему преимущественно за счет внутренней конверсии γ -переходов ираст-каскада^{1/}.

В первых двух разделах описаны экспериментальная установка, реализующая высокоэффективный способ выделения канала реакции, и схема электроники, используемая в корреляционных измерениях на пучках тяжелых ионов ускорителя У-300 ЛЯР ОИЯИ. В третьем разделе приводится обзор работ по известным особенностям эмиссии КХ-излучения из высоковозбужденных продуктов реакций с тяжелыми ионами, описывается приемлемость регистрации КХ-излучения для определения Z продуктов с высокой эффективностью в экспериментах по изучению природы жесткого γ -излучения.

1. ОПИСАНИЕ УСТАНОВКИ

Установка "Еж" позволяет проводить сложные корреляционные эксперименты с использованием гамма-детекторов разных видов, в частности эксперименты по определению выхода жестких гамма-квантов в разных каналах реакций с тяжелыми ионами и по определению значений соответствующих входных угловых моментов / γ -множественности/. Данная установка является модификацией ранее использованной установки ДЕМАС-МУЛЬТИ^{2/}, конструкция которой, в отличие от ДЕМАС-МУЛЬТИ, позволяет поместить детектор КХ-излучения вплотную к мишени одновременно с регистрацией γ -квантов с помощью двенадцати γ -детекторов, расположенных подобно иглам ежа в разных направлениях пространства /рис. 1/. Геометрическая форма камеры рассеяния - усеченный цельнометаллический куб / $\ell = 210$ см/, имеющий 14 сквозных радиальных отверстий,

перпендикулярных граням. В этих отверстиях герметически крепятся полые стаканы, содержащие сцинтилляционные γ -детекторы в свинцовой защите. Куб любой своей гранью может соединяться с фланцами ионопровода, что дает дополнительную степень свободы в выборе геометрии эксперимента. Промышленно выпускаемые детекторы БДЭГ2-23, изготовленные из сцинтиллятора NaI(Tl) $\varnothing 63 \times 63$ мм и ФЭУ-82, располагались на расстоянии 130 мм от мишени.

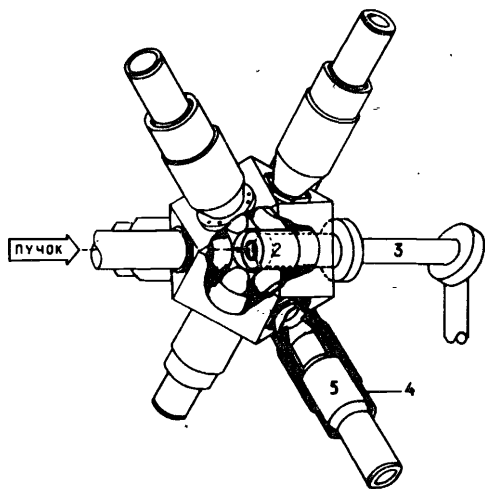
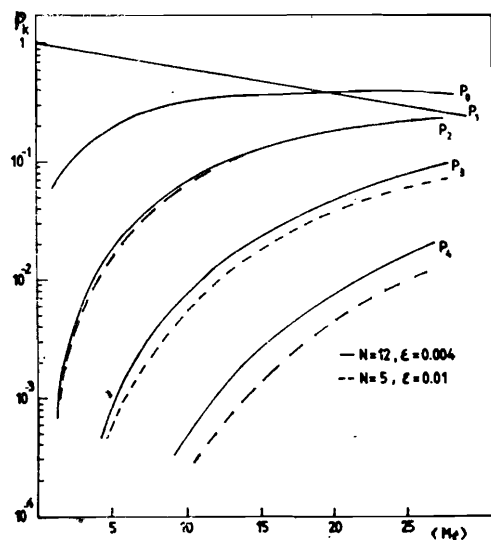


Рис. 1. Конструкция установки "Еж": 1 - мишенный узел; 2 - опорный стакан; 3 - криостат с Ge-детектором; 4 - свинцовая защита γ -детекторов; 5 - сцинтилляционные γ -детекторы.

Для уменьшения фона и эффекта перерасcеяния γ -квантов между отдельными кристаллами детекторы помещались в защитные кожухи из свинца с толщиной стенок 10 мм. Со стороны мишени перед каждым NaI(Tl)-детектором ставился фильтр /0,5 мм Cd и 1 мм Cu/ для поглощения рентгеновского излучения. Эффективность регистрации γ -квантов для каждого NaI(Tl) -детектора была определена стандартным образом /см.^{1/2}/. Она практически постоянна в диапазоне энергий E_γ от 200 до 2000 кэВ и равна $\epsilon = (3 \div 5) \times 10^{-8}$ от 4π . Результаты расчетов вероятностей k -кратных совпадений по формулам из работы^{3/} для данной установки и установки ДЕМАС-МУЛЬТИ приведены на рис. 2. Видно,

Рис. 2. Расчетные вероятности k -кратных совпадений для двух установок ДЕМАС-МУЛЬТИ и "Еж" в зависимости от множественности $\langle M_\gamma \rangle$.



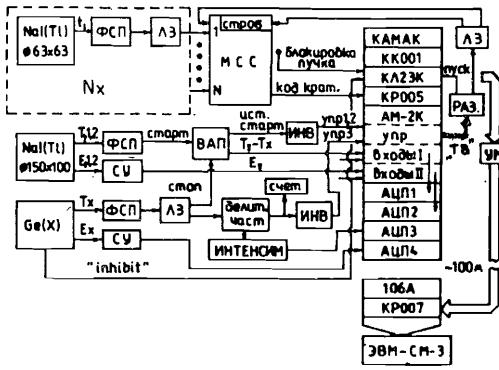
что одновременное увеличение числа счетчиков и уменьшение эффективности регистрации γ -квантов каждым счетчиком в отдельности позволило повысить точность спектрометра по определению второго момента /дисперсии/ распределения по множественности, кроме того, стало возможным поднять загрузочные характеристики установки.

Жесткое γ -излучение регистрировалось сцинтилляционными блоками 6931-20 на основе NaI(Tl) $\varnothing 150 \times 100$ мм и ФЭУ-49Б. Для уменьшения вклада быстрых нейтронов они располагались под задними углами по отношению к направлению пучка. Эффективность регистрации испарительных нейтронов для этих модулей исследовалась в работе^{4/}, где также было установлено, что функция отклика детектора на нейтроны с энергией 0,2-3,0 МэВ представляет собой для $E_\gamma > 1$ МэВ быстро спадающую экспоненту с резким обрывом для $E_\gamma > 8$ МэВ, и поэтому вкладом от нейтронов в суммарный γ -спектр при регистрации γ -квантов с энергией $E_\gamma \geq 8$ МэВ можно пренебречь.

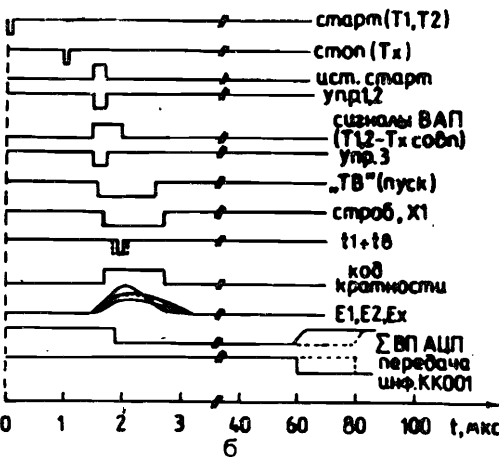
В экспериментах по определению выхода жестких γ -квантов использовалась толстая мишень для полной остановки налетающих ионов. Она размещалась в центре камеры на торце специального стакана, внутри которого находился криостат КХ-детектора из сверхчистого германия. Входное окно стакана /алюминий/ имело толщину 0,5 мм, и минимальное расстояние от мишени до детектора определялось только конструкцией криостата. Диаметр применяемого детектора из сверхчистого германия равен 20 мм, расстояние от Ge до бериллиевого окна криостата равно 5 мм, и достигнутое максимально возможное значение телесного угла для нашего детектора составило $\approx 3,47$ ср, что на порядок больше этой величины ДЕМАС-МУЛЬТИ^{1/2/}.

2. СХЕМА ЭЛЕКТРОНИКИ

На рис. 3а приведена блок-схема электроники, используемая в экспериментах по изучению жесткой компоненты γ -излучения в выделенном канале реакции. Электронная аппаратура подобна использованной ранее в работе^{2/}. Основным управляющим блоком является восьмиканальный сдвоенный аналоговый мультиплексор АМ-2К, который запускает весь процесс регистрации и оцифровки данных после поступления на его входы управления сигналов "Упр.1", "Упр.2" или "Упр.3". Сигналы "Упр.1" и "Упр.2" соответствуют случаям совпадения временных сигналов T1 -Tx и T2 -Tx



а



б

Рис. 3. Схема электроники для проведения многопараметровых измерений /а/; временные диаграммы /б/.

во временном окне 1 мкс, установленном во время амплитудных преобразователях ВАП1 и ВАП2 соответственно. При поступлении сигнала "Упр.1" или "Упр.2" на АМ-2К он пропускает соответствующую пару сигналов E1-ВАП1 или E2-ВАП2 на входы преобразователей "амплитуда - цифровой код" АЦП1 и АЦП2. Спектрометрические сигналы E1 и E2 /энергии жестких γ -квантов/ с выходов спектрометрических усилителей /СУ/ поступают на входы II АМ-2К. На его входы I приходит информация с ВАП1 и ВАП2 о совпадении временных сигналов T1-Tx и T2-Tx. Инклюзивный спектр КХ-детектора для нормировки выхода жестких γ -квантов на одно составное ядро фиксируется при помощи сигнала "Упр.3",

поступающего на АМ-2К с делителя частоты. Соответствующий спектрометрический сигнал Ex, после усиления и формирования спектрометрическим усилителем, передается непосредственно на АЦП4. Инверторы /ИНВ/ используются для согласования уровней логических сигналов. Для КХ-детектора используется предусилитель с импульсной световой обратной связью, на время действия которой генерируется запрет регистрации /сигнал "Inhibit"/ во избежание количественных искажений информации. Сигнал "Inhibit" в качестве признака поступает на блок организации многопараметровых измерений КЛ-23К^{/5/}. Сигнал "Блокировка пучка", поступающий с пульта управления ускорителя и свидетельствующий о присутствии или отсутствии пучка /высокой частоты на дуантах/, также приходит на блок КЛ-23К в качестве признака. Для компенсации разницы времен прихода сигнала "Блокировка пучка" в блок КЛ-23К и физического попадания пучка на мишень использовалась линия задержки 200 мс /на рис. 3 не показана/.

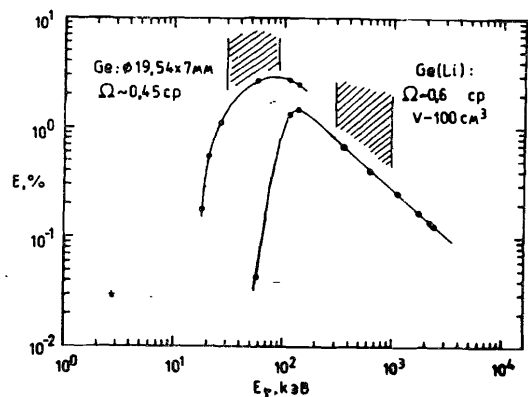
Для контроля загрузки германиевого детектора применялся интенсиметр, преобразующий частоту сигнала Tx за временной интервал 0,1 мс в аналоговый сигнал. Для его оцифровки использовался АЦП3.

Временные сигналы $t_1 - t_n$ от γ -детекторов (NaI(Tl) \varnothing 63x63 мм) после формирователей со следящим порогом /ФСП/ и линий задержек /ЛЗ/ поступают на входы мажоритарной схемы совпадений /МСС/, которая с приходом стробирующего сигнала вырабатывает код кратности событий, т.е. число сработавших модулей^{/2/}. Для стробирования МСС используется сигнал "ТВ", который соответствует запуску АМ-2К и имеет задержку ≈ 100 нс относительно сигналов "Упр.1", "Упр.2" или "Упр.3" /см. рис. 3б/. С целью определения мертвого времени МСС на один из NaI(Tl) входов МСС также подается аналогичный стробу сигнал. Поэтому код кратности всегда больше нуля во всех случаях, когда МСС сработала от сигнала строба, в результате чего распределение совпадений по кратностям /P0, P1, P2, ... / сдвигается на единицу. Например, измеренная в эксперименте величина P1 соответствует значению P0, и измеренная в эксперименте величина P0 соответствует мертвому времени МСС. Цифровой код, вырабатываемый МСС и соответствующий кратности совпадений, поступает на входной регистр КР005. Оцифрованная информация из контроллера крейта КАМАК /КК001/ поступает на усилитель мощности /УМ/ и передается на расстояние 100 м в ЭВМ СМ-3. Для регистрации экспериментальных данных в ЭВМ СМ-3 используется программа ТОМ, являющаяся модификацией программы ТОМАС^{/6/}, отличительной особенностью которой является запись поступающей информации после предварительного отбора на магнитную ленту.

3. ОСОБЕННОСТИ ПРИМЕНЕНИЯ МЕТОДИКИ Х-СТАРТА В ЭКСПЕРИМЕНТАХ НА ПУЧКЕ ТЯЖЕЛЫХ ИОНОВ

До недавнего времени считалось, что рентгеновское излучение, появляющееся в реакциях с тяжелыми ионами, только мешает при анализе соответствующих спектров дискретных γ -переходов. Возможность его использования для идентификации конечных продуктов в каналах реакции с малыми сечениями установлена только в последние годы^{/7,8/}. Например, наблюдая совпадение α -частиц с КХ-переходами для $Z = 81$, удалось определить^{/7/} входной угловой момент в реакции неполного слияния $^{22}\text{Ne}(150 \text{ МэВ}) + ^{181}\text{Ta} \rightarrow \alpha + ^{199}\text{Tl}$ вплоть до энергий α -частиц $E_\alpha = 80$ МэВ на уровне сечения порядка нескольких миллибарн. В реакции $^{14}\text{N} + ^{197}\text{Au}$ авторам работы^{/8/} удалось определить сечения вылета легких заряженных частиц, а также их распределение по конкретным ко-

нечным каналам реакции, используя экспериментальные значения выходов и энергий соответствующих рентгеновских переходов. В этих экспериментах проявились основные преимущества способа идентификации конечных продуктов по их мгновенному рентгеновскому КХ-излучению. Во-первых, энергии КХ-переходов известны заранее в отличие от энергий дискретных γ -переходов конечных продуктов реакций, которые в ряде случаев неизвестны. Во-вторых, ввиду того, что вероятность поглощения γ -квантов в Ge-детекторах, как правило, постоянна и близка к 100%, вплоть до $E_\gamma \approx 100$ кэВ, и быстро падает для $E_\gamma > 100$ кэВ /см. рис. 4/, интенсивность соответствующих линий в КХ-спектре бывает существенно больше интенсивности дискретных γ -линий, если число КХ-квантов и γ -переходов в расчете на одно ядро примерно одинаковое. Поэтому существенную роль для этого метода играет значение средней множественности КХ-переходов $\langle M_x \rangle$ в данной реакции. Приведем здесь краткий обзор основных сведений о поведении $\langle M_x \rangle$ в ядерных реакциях с тяжелыми ионами.



Известно, что эмиссия рентгеновских КХ-переходов связана с заполнением электронных вакансий на К-оболочке и энергия КХ-перехода определяется состоянием электронов, окружающих дан-

Рис. 4. Эффективности полного поглощения γ -квантов двух детекторов /экспериментальные значения/ для данных телесных углов.

ное ядро, и значением Z данного ядра в момент испускания КХ-кванта. Время жизни вакансии на К-оболочке зависит от значения Z и равно примерно от 10^{-16} секунды для $Z \approx 30$ до 10^{-18} секунды для $Z \approx 90^{/9/}$. Таким образом, испускание КХ-переходов происходит обыкновенно после разлета первичных продуктов ядерной реакции. Вакансии на К-оболочке в основном образуются или за счет внутренней конверсии γ -квантов, испускаемых возбужденными ядрами, продуктами ядерной реакции, или за счет кулоновского взаимодействия тяжелых ионов при их сближении и удалении /например, в глубоконеупругих взаимодействиях/.

В первом случае КХ-переходы испускаются из остаточных ядер /ОЯ/, которые образуются после испускания частиц из высоковозбужденных продуктов ядерной реакции. Количество конвертируемых

переходов в γ -каскаде зависит от структуры конкретного ОЯ, его энергии возбуждения и углового момента до начала испускания γ -каскада. Поскольку характерные времена жизни ядерных уровней вблизи ираст-полосы ОЯ намного больше времени жизни К-вакансии, то испускается преимущественно несколько КХ-квантов в течение процесса девозбуждения ОЯ. В реакции с тяжелыми ионами ОЯ образуются с широким распределением по угловому моменту и энергии возбуждения^{/1/}. Поэтому каждый конкретный изотоп ОЯ представляет набор ядер с разным количеством испущенных КХ-квантов, и можно ввести понятие средней множественности КХ-переходов $\langle M_x \rangle$, равной первому моменту соответствующего распределения количества испущенных КХ-квантов для конкретных значений порядкового номера Z и массы A изотопа ОЯ в данной реакции. Измерение совпадений между КХ-переходами и дискретными γ -переходами для ряда изотопов ОЯ, т.е. Re, Os, Pt, Tl, Pb, Po, At и Rn, позволило определить значения $\langle M_x \rangle$ в (Li, xn), (α , xn) и (^{12}C , xn) реакциях в работах^{/10-12/}. При этом

$$\langle M_x(A, Z) \rangle = \frac{N_{x-\gamma}}{N_\gamma * \epsilon_x},$$

где $N_{x-\gamma}$ означает количество совпадений КХ- и γ -квантов, N_γ — количество γ -квантов данной энергии и ϵ_γ — эффективность КХ-детектора. Установлено^{/10-12/}, что для ОЯ с четным Z значение $\langle M_x \rangle \approx 2$, и что для ОЯ с нечетным Z значение $\langle M_x \rangle \approx 3$. Определено также, что значение $\langle M_x \rangle$ слабо зависит от массы ОЯ и от выбора реакции /см. рис. 5/. Для деформированных ОЯ, продуктов (α , xn) и (^{12}C , xn) реакций, изотопов $^{156-160}\text{Dy}$, установлена зависимость значения $\langle M_x \rangle$ от массы, в отличие от ситуации для переходной области ядер /см. выше/. Для изотопов $^{157,159}\text{Dy}$ значение $\langle M_x \rangle \approx 1,5$, а для изотопов $^{156,158,160}\text{Dy}$ оно равно примерно 0,5 /см.^{/13/}. В реакциях с тяжелыми ионами для каждого значения обычно образуется несколько изотопов ОЯ с близким сечением выхода. Поэтому удобно значение $\langle M_x \rangle$ усреднить по массе изотопов ОЯ:

$$\langle M_K(Z) \rangle = \frac{\sum_x \langle M_x \rangle * \sigma(xn)}{\sum_x \sigma(xn)},$$

где $\sigma(xn)$ есть сечение образования ОЯ с данным Z после испарения xn-нейтронов. В работе^{/13/} показано, что значение $\langle M_K \rangle$ для области деформированных ОЯ с $Z = 64 \div 76$ слабо зависит от ис-

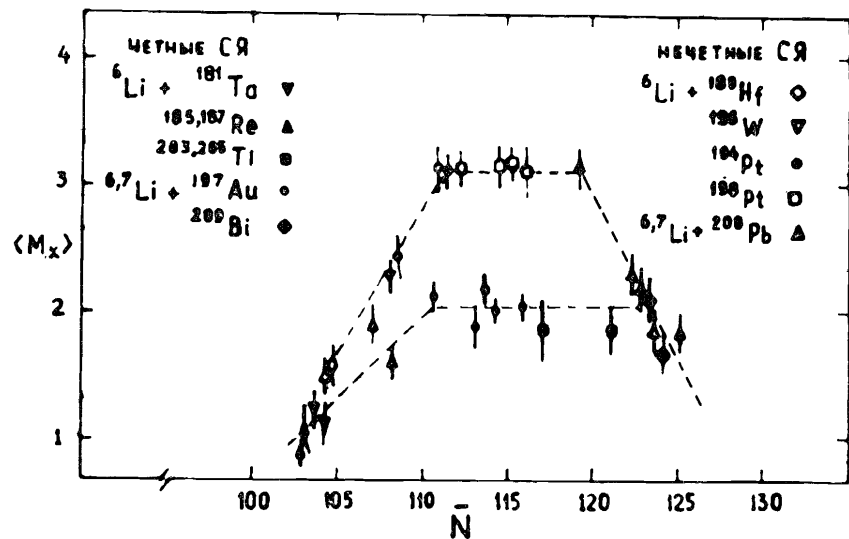


Рис. 5. Зависимость значений множественности $\langle M_x \rangle$ для составных ядер /СЯ/, образованных в разных реакциях слияния, от числа нейтронов. Рисунок взят из работы /12/.

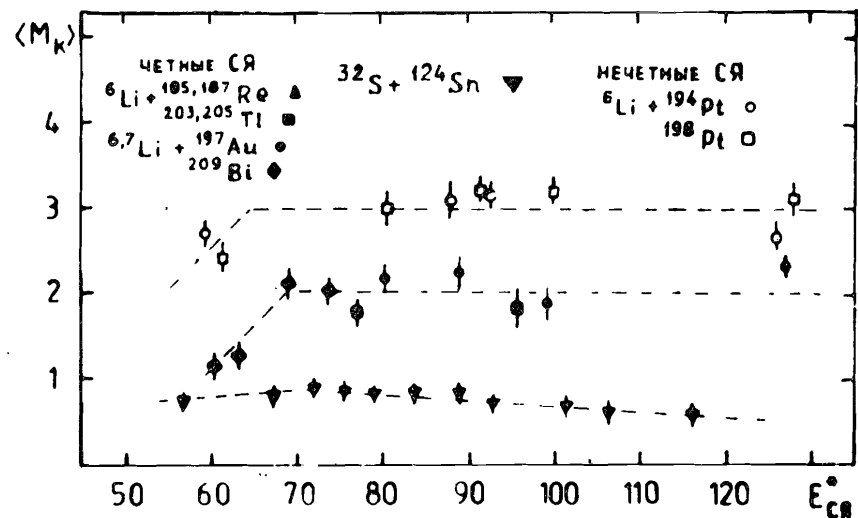


Рис. 6. Зависимости значений множественности $\langle M_K \rangle$ для составных ядер /СЯ/, образованных в разных реакциях слияния, от энергии возбуждения составного ядра. Данные работ /12,14/.

пользованной конкретной реакции, и оно равно 1,6 и 0,8 для нечетных и четных значений Z соответственно. Слабая зависимость значения $\langle M_K \rangle$ от энергии налетающего иона ${}^{32}\text{S}$ установлена в работе /14/ для переходных изотопов Dy ($A < 152$), продуктов реакций слияния ${}^{32}\text{S} + {}^{118,120,124}\text{Sn}$ /см. рис. 6/. Для осколков деления ${}^{238}\text{U}$ и ${}^{252}\text{Cf}$ определено /15/, что значение $\langle M_K \rangle$ равно примерно 0,1 и 0,2 для $Z < 46$ и $Z > 50$ соответственно. В реакции ${}^{51}\text{V} + {}^{40}\text{Ar}$ (180 МэВ) авторы /16/ установили, что значение $\langle M_K \rangle \approx 0,1$ для продуктов слияния с $Z = 37 \div 40$. Следует отметить, что это значение хорошо соответствует данным, полученным для осколков деления ${}^{238}\text{U}$, несмотря на большую разницу в угловом моменте и энергии возбуждения ОЯ по сравнению с осколками деления. В работе /16/ также удалось с помощью доплеровского смещения выделить вклад другого процесса, приводящего к образованию К-вакансии за счет кулоновского взаимодействия тяжелых ионов при их сближении. В этом случае время жизни вакансии сравнимо с временем торможения составного ядра в использованной в эксперименте толстой мишени, что и позволило отделить соответствующие КХ-кванты от КХ-квантов, испускаемых после остановки составного ядра за счет внутренней конверсии переходов из γ -каскада. Этот эксперимент указал на необходимость учета в оценках выхода КХ-квантов вероятности образования К-вакансии

за счет кулоновского взаимодействия тяжелых ионов при их сближении в случае симметричных реакций, где образуются ОЯ с массой $A < 100$. Наконец, можно сделать заключение, что значение $\langle M_K \rangle$ меняется от $\approx 0,1$ для ОЯ с массой $A \approx 100$ до ≈ 3 для ОЯ с массой $A \approx 200$ в реакциях с тяжелыми ионами /см. рис. 7/, оно сильно зависит от четности Z и слабо изменяется с параметрами реакции или составного ядра, например, с энергией возбуждения ОЯ. Более подробная дискуссия приведена в работах /10-13/ и обзоре /1/.

Слабая зависимость значения $\langle M_K \rangle$, то есть выхода КХ-квантов, от энергии возбуждения ОЯ позволяет определить простым образом $Y_\gamma(E_\gamma)$, выход высокоэнергетических γ -квантов на одно образованное ОЯ. Если определить в эксперименте одновременно N_x - количество мгновенных КХ-квантов, наблюдаемых в инклюзивном режиме, и $N_{\gamma-x}(E_\gamma)$ - количество жестких γ -квантов с энергией E_γ , наблюдаемых в совпадении с мгновенными КХ-квантами, то можно воспользоваться формулами:

$$N_x = \epsilon_x * N_{\text{er}} * \langle M_K \rangle,$$

$$N_{\gamma-x}(E_\gamma) = \epsilon_\gamma * \epsilon_x * Y_\gamma(E_\gamma) * N_{\text{er}} * \langle M_K(E_\gamma) \rangle,$$

где N_{er} - количество образованных ОЯ, ϵ_x - эффективность КХ-

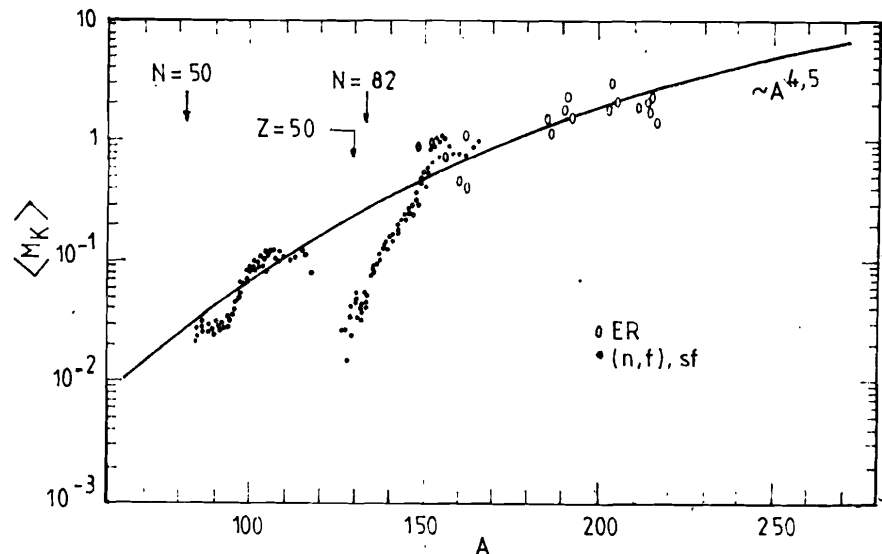


Рис. 7. Систематика множественности КХ-излучения $\langle M_K \rangle$ в большом диапазоне значений массового числа A для составных ядер \circ и осколков деления \bullet . Рисунок из работы ¹⁷.

детектора, ϵ_γ - эффективность γ -детектора, $\langle M_K(E_\gamma) \rangle$ - среднее значение множественности КХ-квантов для ОЯ, энергия возбуждения которых уменьшена на энергию жесткого γ -излучения. Предполагая слабую зависимость значения $\langle M_K \rangle$ от энергии возбуждения ОЯ /т.е. $\langle M_K \rangle \approx \langle M_K(E_\gamma) \rangle$ /, получаем для экспериментального значения Y_γ :

$$Y_\gamma(E_\gamma) \approx \frac{N_{\gamma-x}(E_\gamma)}{N_x^* \epsilon_\gamma}$$

Для наших целей выделение канала реакции с помощью методики Х-старта выгодно также потому, что энергии и интенсивности дискретных γ -переходов в ОЯ, которые образуются в исследованных нами реакциях, в большинстве случаев неизвестны. Результаты экспериментов по изучению жесткой компоненты γ -излучения, проведенные на пучках тяжелых ионов ускорителя У-300 ЛЯР, свидетельствуют о высокой эффективности выделения выходного канала реакции описанным выше способом ¹⁷. На рис. 8 приведены КХ-спектры из ¹⁷ для реакции $^{40}\text{Ar}(220 \text{ МэВ}) + \text{ест. Sn}$, измеренные в совпадении с γ -квантами для трех диапазонов энергий γ -излучения. Видно, что для первых двух диапазонов можно четко

выделить область остаточных ядер и область мишенеподобных ядер по характеристическому рентгеновскому излучению. Для диапазона $E_\gamma > 16 \text{ МэВ}$ в силу малой статистики сложно судить о структуре КХ-линий, однако можно выделить область составного ядра. Следует отметить, однако, что близкая геометрия и толстая мишень приводят к размазыванию КХ-спектра за счет изменения доплеровского сдвига при торможении пучка тяжелых ионов в мишени. Поэтому в спектре КХ-переходов, наблюдаемых в совпадении с γ -квантами

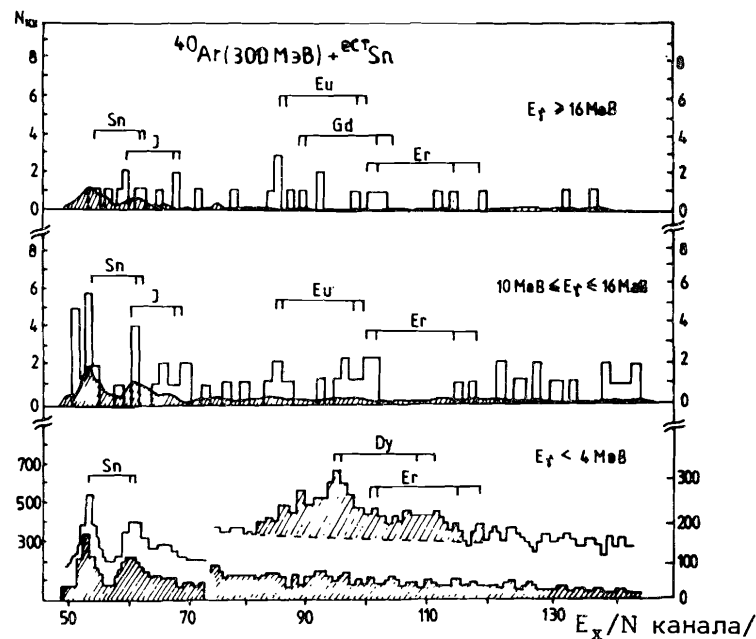


Рис. 8. КХ-спектры в реакции $^{40}\text{Ar}(220 \text{ МэВ}) + \text{ест. Sn}$, измеренные в совпадении с γ -квантами для трех диапазонов энергий E_γ ¹⁷.

с $E_\gamma > 5 \text{ МэВ}$, область составного ядра характеризуется общим для нескольких изотопов широким пиком, и поэтому нельзя выделить канал образования ОЯ с единственным значением Z в такой постановке эксперимента.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В данной работе рассмотрен метод Х-старта, его использование для выделения с высокой эффективностью выходного канала реакции в сложных корреляционных экспериментах по изучению

природы эмиссии жесткого γ -излучения в реакциях с тяжелыми ионами. В большинстве работ /см., например, /^{18,19}/ для этих же целей использовалась методика γ -старта. Она основана на регистрации высокоэнергетических γ -квантов в совпадении с каскадом γ -переходов ($E_\gamma < 1$ МэВ), которые испускаются на последнем этапе возбуждения составных ядер^{/18/}. При этом предполагалось, что только каналу образования составного ядра отвечает высокая средняя множественность $\langle M_\gamma \rangle$ "стартовых" γ -квантов, и что это обеспечивает преимущественное выделение канала образования составного ядра по отношению к другим возможным процессам. Однако в реакциях с тяжелыми ионами уже при энергиях несколько МэВ/нуклон в различных неупругих каналах образуется множество высоковозбужденных продуктов реакции^{/20,21/}, сравнимых по $\langle M_\gamma \rangle$ "стартового" γ -излучения с каналом образования составного ядра. В отличие от этого методом X-старта, выделяя продукты реакции по заряду, можно однозначно определить канал реакции^{/22/}.

В работе также указаны особенности применения КХ-детектора в близкой геометрии и в передней полусфере /использовалась толстая мишень/. Подробно описаны установка и схема электроники для проведения многопараметровых измерений при исследовании жесткого γ -излучения ($E_\gamma = 10-20$ МэВ), возникающего в реакциях с тяжелыми ионами. Приведен простой способ экспериментального определения выхода жестких γ -квантов на акт образования одного составного ядра с помощью метода X-старта.

С целью усовершенствования экспериментальной установки целесообразно использовать в качестве сцинтилляторов кристаллы германата висмута /BG0/ для регистрации как малоэнергетического, так и жесткого γ -излучения одними и теми же модулями. Сравнение основных характеристик BG0 / $\varnothing 75 \times 25$ мм/ и NaI(Tl) ($\varnothing 150 \times 100$ мм) кристаллов, проведенное нами^{/4/}, свидетельствует о преимуществах использования BG0-детекторов для такого типа задач.

Авторы выражают глубокую благодарность Ю.Э.Пенионжквичу за поддержку и постоянный интерес к этой работе, И.Давид за обсуждение экспериментальных данных, А.Н.Кузнецову, В.И.Томинову, Ю.Н.Графову, Р.Перес за помощь при наладке установки.

ЛИТЕРАТУРА

1. Szöghy I.M. In: Proc. of Internat. Symp. on In-Beam Nuclear Spectroscopy, Debrecen, 1984.
2. Каманин В.В. и др. ОИЯИ, 7-84-31, Дубна, 1984.
3. Ockels W.J. - Z. fur Phys., 1987, A286, p.181.

4. Каманин В.В. и др. ОИЯИ, 13-86-375, Дубна, 1986.
5. Кузнецов А.Н. ОИЯИ, P13-87-188, Дубна, 1987.
6. Куглер А. ОИЯИ, 10-84-420, Дубна, 1984.
7. Kamanin V.V. et al. - Nucl. Phys., 1984, A431, p.545.
8. Wilschut H.W. et al. - Phys. Lett., 1983, 123B, p.173.
9. Salam S.I., Lee L.E. ADNDT, 1976, 18, p.233.
10. P. van Nes et al. - Phys. Rev., 1983, C27, p.1342.
11. Karwowski H.J. et al. - Phys. Rev. Lett., 1979, 42, p.1732.
12. Karwowski H.L. et al. - Phys. Rev., 1982, C25, p.1355.
13. Sujkowski Z. et al., - Phys. Lett, 1983, 133B, p.53.
14. Ernst H. et al. - Phys. Rev., 1984, C29, p.464.
15. Kapoor S.S. et al. - Phys. Rev., 1971, C4, p.2165.
16. Sujkowski Z. et al. KUI-639, Groninger, 1986.
17. Kamanin V.V. et al. - Z. Phys., A327, 1987, p.109.
18. Newton J.O. et al. - Phys. Rev. Lett., 36, 1981, p.1383.
19. Snover K.A. - J. Phys., 45, 1985, p.C4-337.
20. Джолос Р.В., Шмидт Р. - ЭЧАЯ, 1981, т.12, вып.2, с.324.
21. Kamanin V.V. et al. In: Proc. XV Masurian Summer School on Nuclear Physics, Mikolajki, Poland, September, 1983.
22. Каманин В.В. и др. - Изв. АН СССР, т.50, №10, 1986, с.1929.

Рукопись поступила в издательский отдел
30 октября 1987 года.

НЕТ ЛИ ПРОБЕЛОВ В ВАШЕЙ БИБЛИОТЕКЕ?

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

Д7-83-644	Труды Международной школы-семинара по физике тяжелых ионов. Алушта, 1983.	6 р.55 к.
Д2,13-83-689	Труды рабочего совещания по проблемам излучения и детектирования гравитационных волн. Дубна, 1983.	2 р.00 к.
Д13-84-63	Труды XI Международного симпозиума по ядерной электронике. Братислава, Чехословакия, 1983.	4 р.50 к.
Д2-84-366	Труды 7 Международного совещания по проблемам квантовой теории поля. Алушта, 1984.	4 р.30 к.
Д1,2-84-599	Труды VII Международного семинара по проблемам физики высоких энергий. Дубна, 1984.	5 р.50 к.
Д10,11-84-818	Труды V Международного совещания по проблемам математического моделирования, программированию и математическим методам решения физических задач. Дубна, 1983.	3 р.50 к.
Д17-84-850	Труды III Международного симпозиума по избранным проблемам статистической механики. Дубна, 1984./2 тома/	7 р.75 к.
Д11-85-791	Труды Международного совещания по аналитическим вычислениям на ЭВМ и их применению в теоретической физике. Дубна, 1985.	4 р.00 к.
Д13-85-793	Труды XII Международного симпозиума по ядерной электронике. Дубна, 1985.	4 р.80 к.
Д4-85-851	Труды Международной школы по структуре ядра. Алушта, 1985.	3 р.75 к.
Д3,4,17-86-747	Труды V Международной школы по нейтронной физике. Алушта, 1986.	4 р.50 к.
	Труды IX Всесоюзного совещания по ускорителям заряженных частиц. Дубна, 1984. /2 тома/	13 р.50 к.
Д1,2-86-668	Труды VIII Международного семинара по проблемам физики высоких энергий. Дубна, 1986. /2 тома/	7 р.35 к.
Д9-87-105	Труды X Всесоюзного совещания по ускорителям заряженных частиц. Дубна, 1986. /2 тома/	13 р.45 к.
Д7-87-68	Труды Международной школы-семинара по физике тяжелых ионов. Дубна, 1986	7 р.10 к.
Д2-87-123	Труды Совещания "Ренормгруппа-86". Дубна, 1986	4 р.45 к.

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

Каманин В.В. и др.
Выделение канала реакции с помощью КХ-детектора в экспериментах по изучению жесткой компоненты γ -излучения -

P15-87-783

Описана высокоэффективная методика выделения выходного канала реакции по характеристическому рентгеновскому излучению ("X-старт"), используемая в экспериментах по изучению природы жесткого гамма-излучения в ядерных реакциях с тяжелыми ионами. Отмечены преимущества метода по сравнению с традиционно применяемой методикой " γ -старта". Описаны конструкция и характеристики установки, на которой были проведены эксперименты по определению выхода жестких γ -квантов в разных каналах реакции с определением значений входных угловых моментов (γ -множественности). Приведен краткий обзор работ по известным особенностям эмиссии КХ-излучения из возбужденных продуктов реакций с тяжелыми ионами. Дана оценка возможности регистрации КХ-излучения в близкой геометрии (телесный угол 3,47 ср) для определения порядкового номера Z продуктов на примере реакции ^{40}Ar (300 МэВ) + ^{115}Sn .

Работа выполнена в Лаборатории ядерных реакций ОИЯИ.

Сообщение Объединенного института ядерных исследований. Дубна 1987

Перевод О.С.Виноградовой

Kamanin V.V. et al.
Identification of the Reaction Channel Using a KX-Detector in the Investigation of High γ -Ray Emission

P15-87-783

A highly efficient method of the reaction channel identification by means of KX-rays ("X-start") in the investigation of high energy γ -ray emission is reported. The advantages of the method in comparison with a more traditional " γ -start" method are demonstrated. The design and main features of the experimental set up are described. The yield of high energy γ -rays and the values of the entry angular momentum (γ -multiplicity) are determined in different reaction channels using the reported set up. The published data about the emission of KX-rays in heavy ion reactions are reviewed. The possibility of identification of Z value in the reaction of ^{40}Ar (300 MeV) + ^{115}Sn in close geometry (solid angle value was ~ 3.47 sr) is discussed.

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

Communication of the Joint Institute for Nuclear Research. Dubna 1987