

ОБЪЕДИНЕННЫЙ  
ИНСТИТУТ  
ЯДЕРНЫХ  
ИССЛЕДОВАНИЙ

Дубна

97-179

P13-97-179

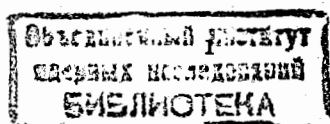
В.А.Морозов, В.Г.Калинников, Н.В.Морозова,  
Ю.В.Норсеев, И.Н.Чурин

ДВУХДЕТЕКТОРНЫЙ ЧЕТЫРЕХМЕРНЫЙ  
СЦИНТИЛЛЯЦИОННЫЙ ВРЕМЕННОЙ  
СПЕКТРОМЕТР ТРОЙНЫХ СОВПАДЕНИЙ

Направлено в журнал «Приборы и техника эксперимента»

1997

В спектрометрах совпадений кратность совпадений определяется числом используемых детекторов. Но есть два типа спектрометров совпадений, которые позволяют при наличии только двух детекторов реализовать режим тройных совпадений. Такие спектрометры включают в себя один  $4\pi$ -детектор, регистрирующий альфа-, гамма- или электронное излучение, и другой сцинтилляционный или полупроводниковый детектор (ППД), включенный на совпадения с первым. Подобные спектрометры совпадений могут различаться по виду селекции каскадных переходов в  $4\pi$ -детекторе: по энергии или по времени. Примером спектрометра первого типа может служить сцинтилляционный спектрометр полного поглощения с кристаллом NaI(Tl) большого размера с колодцем или ППД с колодцем. Реализация режима трехкратных совпадений осуществляется при выделении в энергетическом спектре  $4\pi$ -детектора пиков сумм, соответствующих мгновенным совпадениям, и анализе соответствующего этим пикам энергетического спектра совпадений во втором детекторе. Затруднения, которые могут возникнуть при анализе трехкратных совпадений на



спектрометре данного типа, будут определяться недостаточно высоким энергетическим разрешением сцинтилляционного  $4\pi$ -детектора или недостаточно высокой эффективностью регистрации гамма-лучей  $4\pi$ -ППД.

В данной работе был реализован второй тип двухдетекторного спектрометра тройных совпадений — выделение каскадного излучения в  $4\pi$ -детекторе по задержанным совпадениям. Необходимым условием в этом случае является наличие среди возбужденных состояний ядра изомерного состояния или короткоживущего основного состояния и связанных с ним заселяющих или разряжающих его каскадных переходов (коэффициент множественности при этом должен быть  $m \geq 3$ ). Выделение во временном спектре событий, соответствующих задержанным совпадениям, позволяет установить в энергетическом спектре второго детектора гамма-переходы, соответствующие трехкратным совпадениям. В основу данного спектрометра был положен автокорреляционный однокристалльный сцинтилляционный временной спектрометр с пластическим сцинтиллятором с колодцем [1] и сцинтилляционный спектрометр с кристаллом NaJ(Tl). Цель данной работы заключалась в отработке методики идентификации в он-лайн-экспериментах изомерных состояний в короткоживущих ядрах и  $\gamma$ -переходов, связанных с зарядкой и разрядкой изомеров.

#### **Блок-схема спектрометра**

Блок-схема спектрометра приведена на рис.1. В данном временном спектрометре с двумя детекторами ядерного излучения реализован режим четырехмерных совпадений E1—E2—E3—T, где E1 — канал регистрации  $\gamma$ -излучения сцинтилляционным детектором или ППД; E2 — канал регистрации излучения, разряжающего изомерное

состояние; E3 — канал регистрации излучения, заселяющего изомерное состояние, и канал временного анализа — T. В спектрометре используются фотоумножители типа — XP2020Q и сцинтилляторы: пластический — NE104 с временем высвечивания  $\tau = 1,9$  нс и неорганический кристалл NaJ(Tl). Использовались следующие блоки наносекундной электроники: быстрый усилитель (БУ) ORTEC FFA—579, временной формирователь (ВФ) — ORTEC CFD—584, времяамплитудный преобразователь (ВАП) — ORTEC TRHC—476, линейные схемы пропускания и интегрирования наносекундных импульсов (ЛСП) [2]. Так как четырехмерный спектрометр в той части, которая касается трехмерного анализа E2—E3—T, идентичен спектрометру, рассмотренному в работе [1], то остановимся только на том различии, которое обусловлено введением второго спектрометра для регистрации  $\gamma$ -излучения. В отличие от обычных схем быстро-медленных совпадений в канале  $\gamma$ -спектрометра не применяется временной формирователь и не проводится временной анализ при помощи быстрой схемы совпадений времени поступления импульсов от двух детекторов, а амплитудный сигнал с ФЭУ1 после линейного усилителя (ЛУ) поступает на АЦП, который работает в режиме линейных ворот и открывается импульсами от ВАП в том случае, если в  $4\pi$ -детекторе ФЭУ2 зарегистрировано изомерное состояние. Таким образом, АЦП играет роль стробируемой линейной схемы совпадения с разрешающим временем, равным длительности логического сигнала SCA (Single Channel Analyser) от ВАП. Преимущество подобного подхода будет рассмотрено позднее при анализе экспериментальных результатов. Сигнал BUSY синхронизирован по времени с началом преобразования временного интервала ВАП и соответствует по длительности

выбранному временному диапазону ВАП. Сигнал SCA с выхода временного дифференциального дискриминатора ВАП соответствует полезному событию, попадающему в выбранный временной интервал. ПУР — преобразователь уровня логического сигнала.

#### *Система сбора данных и программное обеспечение*

Система сбора данных организована аналогично системе, представленной в работе [1], и включает в себя четыре преобразователя амплитуда—код типа КК007 [3], крейт КАМАК и контроллер крейта КК009 [4], который соединен кабелем с платой ПК009, установленной в персональном компьютере.

АЦП КК007 имеет 4096 каналов, частоту генератора импульсов — 100 МГц, интегральную нелинейность для 99% шкалы — 0,05%, дифференциальную нелинейность — 1% при 4096 каналах. Температурная нестабильность коэффициента преобразования — 0,1 канала/градус. Преобразование амплитуды в код начинается по внешнему стробу от ВАП, подаваемому на все АЦП. По окончании преобразования каждый АЦП подает в магистраль свой сигнал запроса LAM, который будет снят после считывания амплитуды. Разряды R1—R12 считанного кода содержат амплитуду, а R14, R15 и R16 — число—признак АЦП, задаваемое клавишным переключателем на задней панели каждого АЦП. Установлены признаки 1,2,3 и 4.

Контроллер крейта выполняет обмен 16—разрядными данными между модулями КАМАК и компьютером, позволяет обработку сигналов запроса и подачу сигнала прерывания в компьютер. Для организации набора четырехмерных спектров написана программа

RIS4D, основанная на предыдущей версии RIS3D и выполняющая следующие действия:

- а) ввод с клавиатуры в режиме диалога и вывод в отдельный файл на диск информации об условиях и параметрах эксперимента;
- б) считывание четырех амплитуд и признаков с преобразователей после одновременного появления от них сигналов LAM;
- в) цифровая режекция амплитуд, не удовлетворяющих заданным условиям;
- г) запись амплитуд последовательно во внутренний буфер; при заполнении буфера до 64 К слов выполняется вывод на диск в двоичный файл, содержащий последовательно идущие четырехмерные события; внутри каждого события амплитуды различаются по признаку;
- д) накопление событий в четыре независимых спектра с выводом текущих спектров на экран в логарифмическом масштабе;
- е) вывод на экран оперативной информации о скорости набора и времени, остающемся до конца набора.
- ж) после окончания набора на диск выводится последний двоичный файл с четырехмерными событиями и четыре спектра с данными в текстовом виде. Программа RIS4D позволяет выбирать частоту обновления экрана со спектрами для сокращения потерь данных во время их регистрации.

После набора спектры могут быть представлены в графическом виде любыми программами визуализации данных. Обработка четырехмерных событий выполняется с помощью программы PAW[5]. Подготовка данных для PAW осуществляется специально написанной программой R2V4D, которая собирает в текущей директории все двоичные файлы с четырехмерными событиями, проверяет по

признакам правильность следования событий и слов внутри события, а затем создает текстовый файл с данными, пригодный для представления в виде NTUPLE.

### Экспериментальные результаты

Методические исследования проводились нами на радиоактивных источниках  $^{169}\text{Yb}$ ,  $^{225}\text{Ac}$  и  $^{232}\text{Th}$ . Цель исследований заключалась в демонстрации возможности идентификации изомерных состояний в длинных радиоактивных цепочках и в установлении предела эффективности регистрации каскадного  $\gamma$ -излучения в совпадениях с задержанным излучением. На рис.2-4 представлены схемы радиоактивных цепочек и соответствующие схемы распада радиоактивных ядер, для которых были определены времена жизни основных или изомерных состояний — рис.5.

$^{232}\text{Th}$ . Измерение задержанных совпадений в радиоактивной цепочке  $^{232}\text{Th}$  проводилось в геометрии  $4\pi$ . Источник приготавливался следующим образом: водный раствор азотнокислого тория наносился на поверхность пластического сцинтиллятора  $\varnothing 10 \times 6$  мм и высушивался, затем сцинтиллятор склеивался с аналогичным сцинтиллятором при помощи стирола. Было нанесено в пересчете на металл около 10 мг тория. Сцинтиллятор подобного размера в основном регистрирует только  $\alpha$ - и  $\beta^-$ -частицы и электроны внутренней конверсии (ЭКВ). Порог дискриминатора ВФ1 выбирался таким образом, чтобы не происходило регистрации послепулсов фотоумножителя [6]. Для данного источника и выбранном пороге дискриминации ВФ1 интенсивность зарегистрированных событий в  $4\pi$ -детекторе составляла  $N=950$  1/с. Период полураспада зарегистрированного временного распределения оказался равным  $T_{1/2}=298(3)$  нс, что соответствует

данным для периода полураспада основного состояния  $^{212}\text{Po}$ . Этот вывод подтверждают также зарегистрированные энергетические спектры совпадений в  $4\pi$ -сцинтилляторе — рис.6. Кривая 1 соответствует одиночному спектру всей радиоактивной цепочки, начинающейся с Th. Кривая 2 соответствует спектру зарядки основного состояния  $^{212}\text{Po}$   $\beta^-$ -частицами с граничной энергией  $E=2200$  кэВ. Это самая высокая энергия  $\beta^-$ -частиц во всей радиоактивной цепочке  $^{232}\text{Th}$ . Сравнение кривых 1 и 2 свидетельствует о корректности этой интерпретации.  $^{212}\text{Po}$  претерпевает  $\alpha$ -распад, поэтому спектр задержанного излучения — кривая 3 — обрывается более резко. Отсутствие пика  $\alpha$ -линии можно объяснить качеством источника. Очевидно, в нем происходит самопоглощение  $\alpha$ -частиц. На рис.7 представлены одиночный  $\gamma$ -спектр всей радиоактивной цепочки  $^{232}\text{Th}$  — кривая 1 — и  $\gamma$ -спектр ( $\alpha$ - $\beta$ - $\gamma$ )-совпадений — кривая 2. В сцинтилляционном  $\gamma$ -детекторе использовался кристалл NaI(Tl) размером  $\varnothing 40 \times 50$  мм, который отстоял от пластического сцинтиллятора на 15 мм. Этот же  $\gamma$ -детектор и подобная геометрия измерений использовались и в других опытах. В соответствии со схемой распада  $^{212}\text{Bi}$  в совпадениях должны наблюдаться  $\gamma$ -лучи с энергией 727 (пик в районе  $N_k=300$ ), 898 (пик в районе  $N_k=400$ ) и 1612 (пик в районе  $N_k=700$ ) кэВ. Согласно схеме распада  $^{212}\text{Bi}$  интенсивность перехода  $E_\gamma=727$  кэВ составляет 6% на распад,  $E_\gamma=1612$  кэВ — 1,2% на распад, но, учитывая то, что мы исследуем не моноизотоп, а цепочку, состоящую из 11  $\alpha$ - и  $\beta^-$ -радиоактивных изотопов, доля отсчетов, относящихся к распаду  $^{212}\text{Bi} \rightarrow ^{212}\text{Po}$ , по крайней мере, на порядок меньше, поэтому в случае исследования моноизотопа при такой же активности источника и времени набора статистики мы наблюдали бы  $\gamma$ -переходы с



интенсивностью  $\approx 0,6\%$  на распад при энергии  $E_\gamma \approx 700$  кэВ и  $\approx 0,12\%$  на распад при энергии  $E_\gamma \approx 1600$  кэВ. В проведенном эксперименте полное число отсчетов в пике совпадений с  $E_\gamma = 727$  кэВ составило  $N(727) = 1021$ , а в пике  $E_\gamma = 1612$  кэВ  $-N(1612) = 43$  за 6 часов набора статистики. Если задаться порогом регистрации полезных событий в фотопике, равным 100 отсчетам, то эффективность спектрометра совпадений в регистрации каскадных  $\gamma$ -лучей моноизотопа при данной постановке эксперимента в первом случае составит 0,06% на распад, а во втором случае — 0,3%.

$^{169}\text{Yb}$ . Распад  $^{169}\text{Yb}$ , при котором возбуждаются изомерные состояниями с  $T_{1/2} = 53$  нс (энергия изомерного состояния  $E = 379$  кэВ) и с  $T_{1/2} = 661$  нс ( $E = 316$  кэВ), интересен из-за возможности оценки эффективности регистрации в совпадениях низкоэнергетического  $\gamma$ -излучения. Регистрация ЭВК осуществлялась пластическим сцинтиллятором размерами  $\varnothing 25 \times 25$  мм в геометрии 2л. На рис.8 приведены: одиночный спектр — кривая 1, спектр совпадений излучений, заселяющих изомерное состояние — 2 и спектр совпадений разрядки изомерного состояния — 3, измеренные на детекторе с пластическим сцинтиллятором. Так как энергетическая калибровка по спектрам 2 и 3 была одинаковой, то видно, что изомерные состояния заряжаются более мягкими  $\gamma$ -лучами по сравнению с  $\gamma$ -лучами, соответствующим их разрядке. Такая картина соответствует схеме распада  $^{169}\text{Yb}$  — рис.3. Интересен  $\gamma$ -спектр каскадных ( $\gamma$ -e-e)-совпадений — рис.9. Кривая 1 соответствует одиночному  $\gamma$ -спектру  $^{169}\text{Yb}$ , а кривая 2 — спектру совпадений каскадных  $\gamma$ -лучей с изомером. Так как качественно оба спектра подобны, то это означает, что практически все каскадные  $\gamma$ -лучи, возникающие при распаде  $^{169}\text{Yb}$ ,

связаны или с зарядкой, или с разрядкой изомерных состояний  $^{169}\text{Tm}$ . А это значит, что при исследовании неизвестных радиоактивных ядер наблюдение  $\gamma$ -лучей в спектре совпадений с изомером позволяет отнести их к конкретному ядру, при этом отпадает необходимость в идентификации этих  $\gamma$ -лучей по периоду полураспада материнского ядра.  $\gamma$ -лучи с энергией 307 кэВ в спектре совпадений практически не наблюдаются, так как порог временного формирователя был  $> 30$  кэВ, и в этом случае тройные совпадения [L,M(63) или K,L,M(93) —  $E_\gamma(307)$  — M,N(8)] отсутствуют, а совпадения [L,M(63) — K,L,M(93) —  $E_\gamma(307)$ ] сильно ослаблены вследствие малой интенсивности электронов внутренней конверсии L,M(63). И второе интересное обстоятельство связано с тем, что относительная эффективность регистрации совпадений низкоэнергетического излучения, например КХ-лучей, не отличается от эффективности их регистрации в одиночном спектре. В обычном режиме отбора быстро-медленных тройных совпадений для достижения этого результата необходимо было бы увеличить разрешающее схемы совпадений и понизить порог регистрации временного формирователя в  $\gamma$ -канале, что привело бы к увеличению вклада шумовых импульсов ФЭУ и существенному увеличению уровня случайных совпадений. Использование АЦП в  $\gamma$ -канале в режиме линейных ворот позволяет регистрировать только то  $\gamma$ -излучение, которое попадает во временное окно, инициированное распадом изомера.

$^{225}\text{Ac}$ . Регистрация излучения от радиоактивной цепочки, начинающейся с  $^{225}\text{Ac}$ , производилась в геометрии 2л на пластическом сцинтиляторе с размерами  $\varnothing 20 \times 15$  мм. Наблюдаемое временное распределение с  $T_{1/2} = 3,70$  мкс позволило отнести его к распаду

основного состояния  $^{213}\text{Po}$ . На рис.10 приведены: одиночный спектр радиоактивной цепочки  $^{225}\text{Ac}$  — кривая 1 и спектр задержанных совпадений — 2, который представляет собой  $\alpha$  — спектр, возникающий при распаде  $^{213}\text{Po}$ . В данном случае использовался тонкий источник, нанесенный на алюминиевую фольгу. На рис.11 дан одиночный  $\gamma$  — спектр источника  $^{225}\text{Ac}$  и  $\gamma$  — спектр ( $\alpha - \beta - \gamma$ ) — совпадений. В соответствии со схемой распада  $^{213}\text{Bi}$  мы наблюдаем переход с энергией 440 кэВ, идущий на основное состояние  $^{213}\text{Po}$  — кривая 2. С учетом активности источника, длины радиоактивной цепочки, значения интенсивности в % на распад изучаемого каскада, времени измерения и установленном нами ранее пороге идентификации перехода в 100 полезных событий, определяем, что порог регистрации излучения с  $E_\gamma = 440$  кэВ составляет для данных условий измерений 0,02% на распад.

#### Заключение

Создан двухдетекторный четырехмерный (E1 — E2 — E3 — T) — сцинтилляционный временной спектрометр тройных совпадений, который развивает далее методику поиска и измерения нано- и микросекундных изомеров в короткоживущих ядрах. Основное его назначение — использование в он-лайн экспериментах на пучках заряженных или нейтральных частиц, а также при анализе продуктов реакции делящихся ядер. Фактически развита методика меченых ядер при наличии в них или изомерного возбужденного, или короткоживущего основного состояния, так как в спектрах совпадений вскрывается вся система каскадных  $\gamma$  — переходов, заряжающих или разряжающих изомерное или короткоживущее основное состояние ядра. При исследовании таких ядер отпадает необходимость в использовании масс-сепаратора с селективным выделением

определенного элемента. Рассмотренный спектрометр позволяет исследовать за счет более высокой эффективности регистрации совпадений радиоактивные ядра, образующиеся в ядерных реакциях, идущих с малыми сечениями. Эффективность поиска наносекундных и микросекундных изомеров наглядно продемонстрирована на примере анализа длинных радиоактивных цепочек, начинающихся  $^{225}\text{Ac}$  (8 радиоактивных изотопов) и  $^{232}\text{Th}$  (11 радиоактивных изотопов). Очевидно, что наибольшая эффективность регистрации совпадений будет реализована при исследовании ядер, претерпевающих  $\beta^-$  — или  $\alpha$  — распад. При К-захвате эта эффективность будет определяться коэффициентами внутренней конверсии переходов, связывающих изомерное состояние, и эффективностью регистрации рентгеновского излучения пластическим сцинтиллятором. К несомненным достоинствам метода следует отнести возможность использования АЦП в режиме стробируемых линейных ворот, что обеспечивает высокую эффективность регистрации низкоэнергетического  $\gamma$  — излучения в спектрах тройных совпадений. Была продемонстрирована также высокая эффективность регистрации каскадного — излучения, связанного с изомерным состоянием, по задержанным совпадениям.

Авторы признательны В.Б.Бруданину за постоянное содействие в проводимых исследованиях.

Данная работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ (грант №95 — 02 — 05686а).





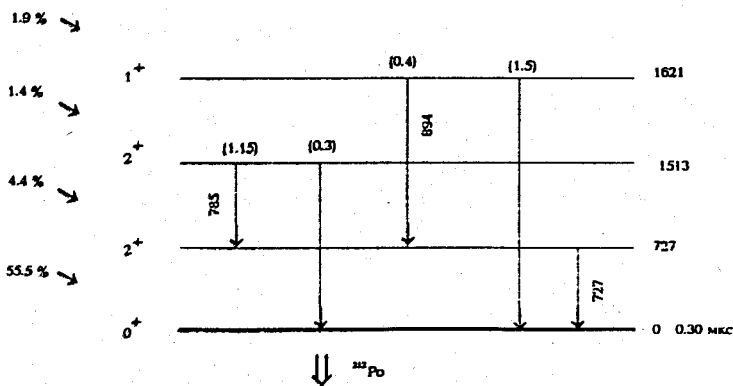
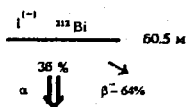
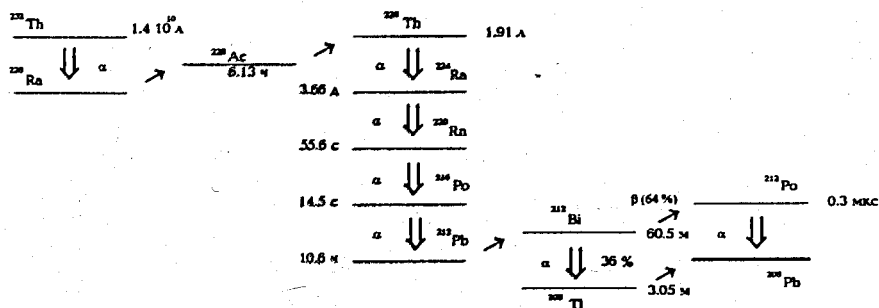


Рис.2. Схема радиоактивной цепочки  $^{230}\text{Th}$

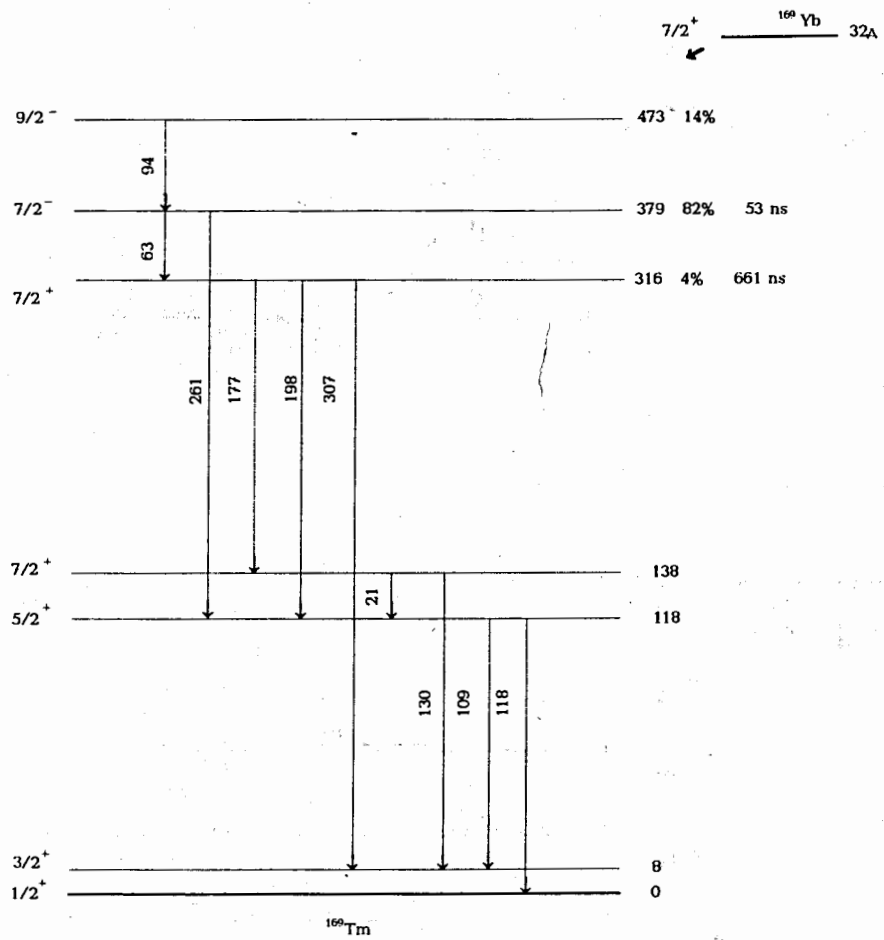


Рис.3. Схема распада  $^{169}\text{Yb}$

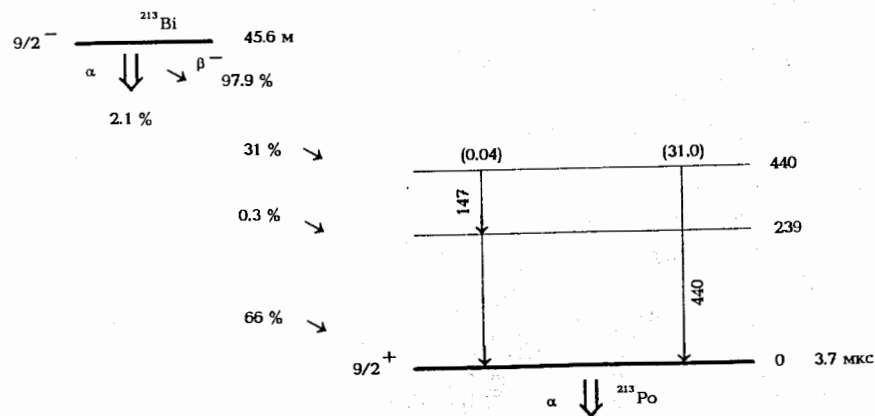
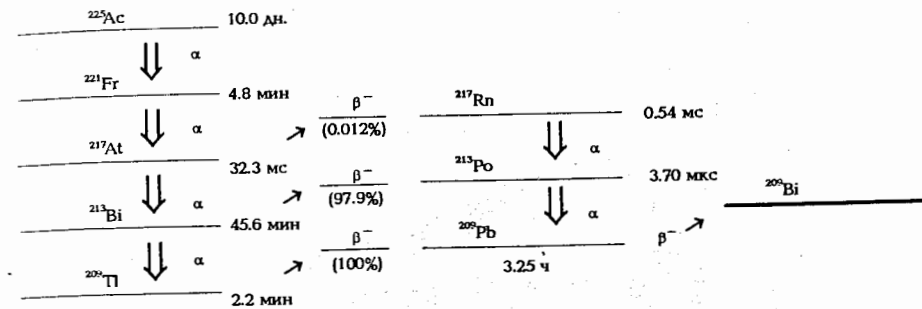


Рис.4. Схема радиоактивной цепочки  $^{225}\text{Ac}$

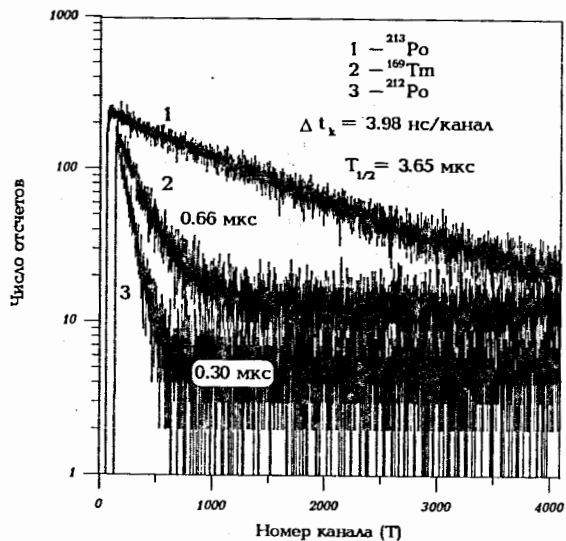


Рис.5. Периоды полураспада основных и изомерных состояний в радиоактивных ядрах

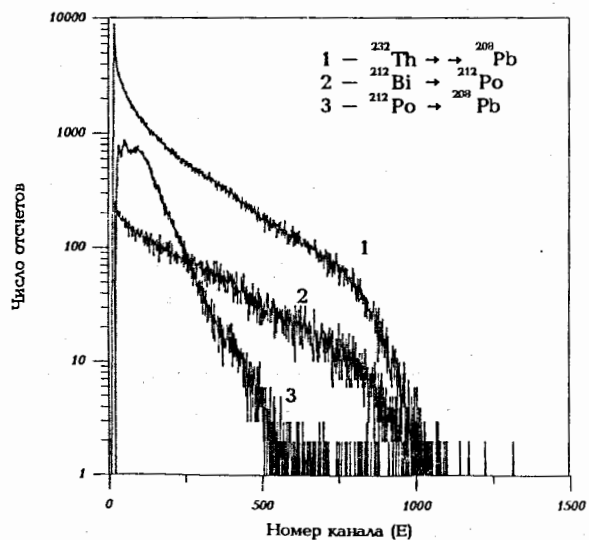


Рис.6. 1 - Спектр излучения радиоактивной цепочки  $^{232}\text{Th}$ . 2 -  $\beta^-$  - спектр при распаде  $^{212}\text{Bi}$ . 3 -  $\alpha$  - спектр при распаде  $^{212}\text{Po}$

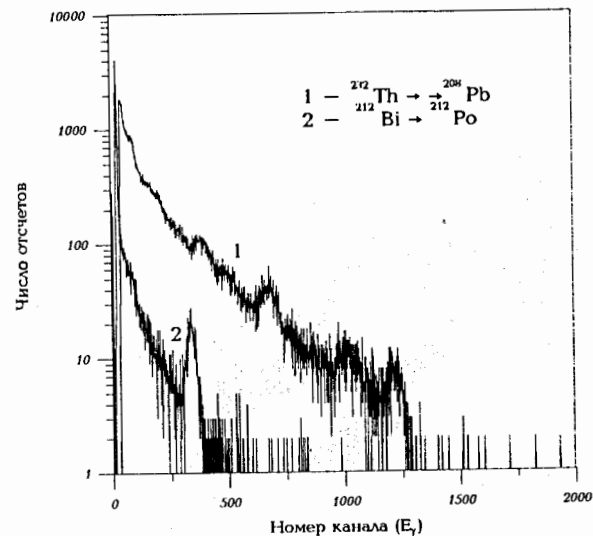


Рис.7. 1 -  $\gamma$ -спектр радиоактивной цепочки  $^{232}\text{Th}$ . 2 -  $\gamma$ -спектр тройных ( $\gamma-\beta^- - \alpha$ ) - совпадений при распаде  $^{212}\text{Bi}$

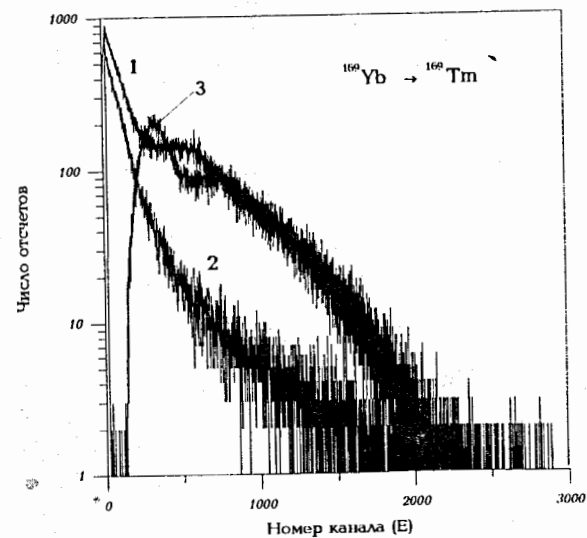


Рис.8. 1 - спектр излучения при распаде  $^{169}\text{Yb}$ . 2 - спектр излучения, заселяющего изомерные состояния в  $^{169}\text{Tm}$ . 3 - спектр излучения, разряжающего изомерные состояния в  $^{169}\text{Tm}$

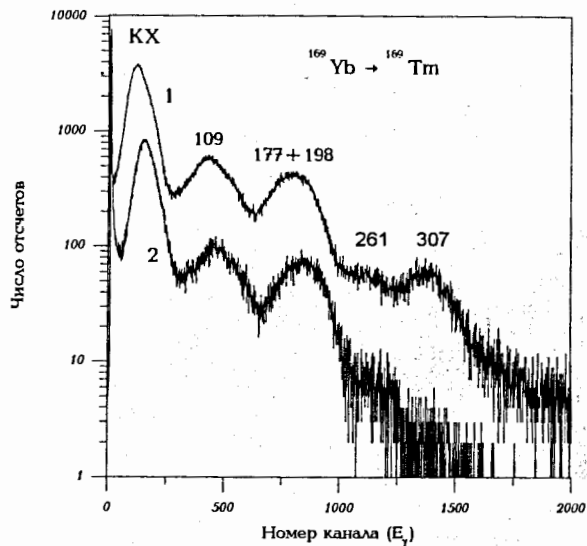


Рис.9. 1 –  $\gamma$ -спектр при распаде <sup>169</sup>Yb. 2 –  $\gamma$ -спектр тройных совпадений ( $\gamma$ -e-e) при распаде <sup>169</sup>Yb.

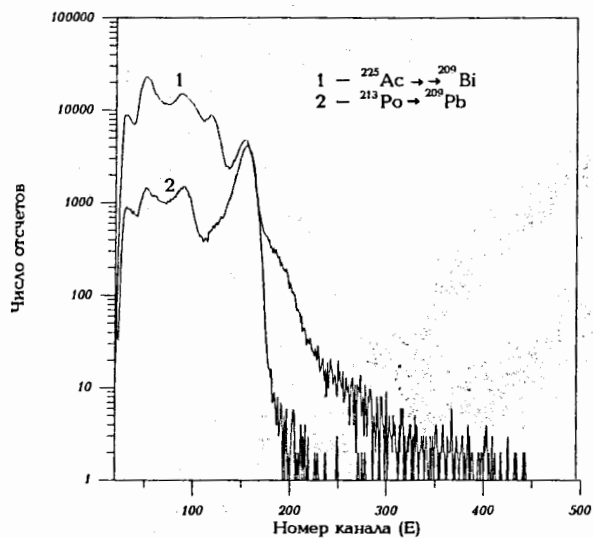


Рис.10. 1 – спектр излучения радиоактивной цепочки <sup>225</sup>Ac. 2 –  $\alpha$ -спектр при распаде <sup>213</sup>Po

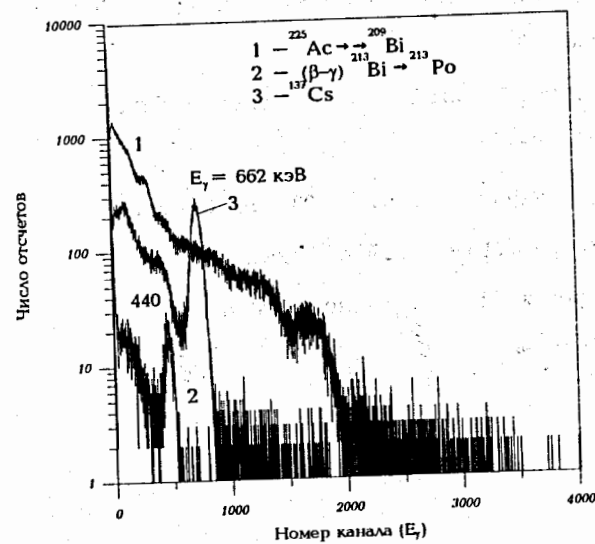


Рис.11. 1 –  $\gamma$ -спектр радиоактивной цепочки <sup>225</sup>Ac. 2 –  $\gamma$ -спектр тройных совпадений ( $\gamma$ - $\beta$ - $\alpha$ ) при распаде <sup>213</sup>Bi. 3 – калибровочный  $\gamma$ -спектр <sup>137</sup>Cs

### *Литература*

1. Морозов В.А., Чурин И.Н., Морозова Н.В. //Препринт ОИЯИ  
P13-96-243, Дубна, 1996. (Направлено в ПТЭ).
2. Будашов Ю.Г., Зинов В.Г., Краснобородов Б.С. //ПТЭ.1972.№1.С.114
3. Антюхов В.А., Вьонг Дао Ви, Динель З. и др. //Препринт ОИЯИ  
10-80-650, Дубна, 1980.
4. Антюхов В.А., Георгиев А., Гонс З. и др. //Препринт ОИЯИ  
P10-87-929, Дубна, 1987.
5. PAW/ The Complete Reference. Version 2.03. CERN Program  
Library Long Writeup Q121, 1993, CERN, Geneva.
6. Морозов В.А., Морозова Н.В. //Препринт ОИЯИ  
P13-96-243, Дубна, 1996.

Рукопись поступила в издательский отдел  
5 июня 1997 года.

Морозов В.А. и др.

P13-97-179

Двухдетекторный четырехмерный сцинтилляционный временной спектрометр тройных совпадений

На основе автокорреляционного однокристалльного сцинтилляционного временного спектрометра создан двухдетекторный четырехмерный спектрометр тройных совпадений для поиска изомерных состояний и каскадных гамма-переходов, связанных с ними, в нано- и микросекундном диапазоне в короткоживущих ядрах. Регистрация четырехмерных совпадений  $E_1-E_2-E_3-T$  осуществляется ПЭВМ. Проведены измерения периодов полураспада короткоживущих основных состояний в  $^{212}\text{Bi}$  и  $^{213}\text{Bi}$ , а также изомерных состояний при распаде  $^{169}\text{Yb}$  в диапазоне 0,3 + 3,7 мкс. Изучены энергетические спектры тройных совпадений.

Работа выполнена в Лаборатории ядерных проблем ОИЯИ.

Препринт Объединенного института ядерных исследований. Дубна, 1997

Перевод авторов

Morozov V.A. et al.

P13-97-179

Four-Dimensional Triple Coincidence Scintillation Time Spectrometer with Two Detectors

A four-dimensional triple coincidence scintillation time spectrometer with two detectors was developed for the search of isomeric states and  $\gamma$ -rays coincided with them in nano- and microsecond region in short-lived nuclei. There was provided computer-aided recording of four-dimensional coincidences  $E_1-E_2-E_3-T$ . Isomeric states were identified in nuclei belonging to the long radioactive chains starting from  $^{225}\text{Ac}$  and  $^{232}\text{Th}$  and also at decay of  $^{169}\text{Yb}$ .

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

Preprint of the Joint Institute for Nuclear Research. Dubna, 1997