

Г-19

430/2-76

ОБЪЕДИНЕННЫЙ
ИНСТИТУТ
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ
ДУБНА



9/II-76

P3 - 9274

Ю.П.Гангрский, А.Лайтан, Б.Н.Марков

ИССЛЕДОВАНИЕ СПЕКТРОВ γ -ЛУЧЕЙ,
ИСПУСКАЕМЫХ ПРИ ОБРАЗОВАНИИ
СПОНТАННО ДЕЛЯЩЕГОСЯ ИЗОМЕРА ^{236}U
В РЕАКЦИИ (n, γ)

1975

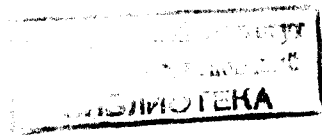
P3 - 9274

Ю.П.Гангрский, А.Лайтай,* Б.Н.Марков

ИССЛЕДОВАНИЕ СПЕКТРОВ γ -ЛУЧЕЙ,
ИСПУСКАЕМЫХ ПРИ ОБРАЗОВАНИИ
СПОНТАННО ДЕЛЯЩЕГОСЯ ИЗОМЕРА ^{236}U
В РЕАКЦИИ (n, γ)

Направлено в ЯФ

* Центральный институт физических исследований
(Будапешт).



Исследования спонтанно делящихся изомеров позволили получить ряд новых сведений о форме потенциального барьера актиноидных элементов^{1,2/}. Известные к настоящему времени свойства спонтанно делящихся изомеров хорошо объясняются двугорбой формой барьера деления^{3/} /рис. 1/. Согласно этой модели в ядре имеется

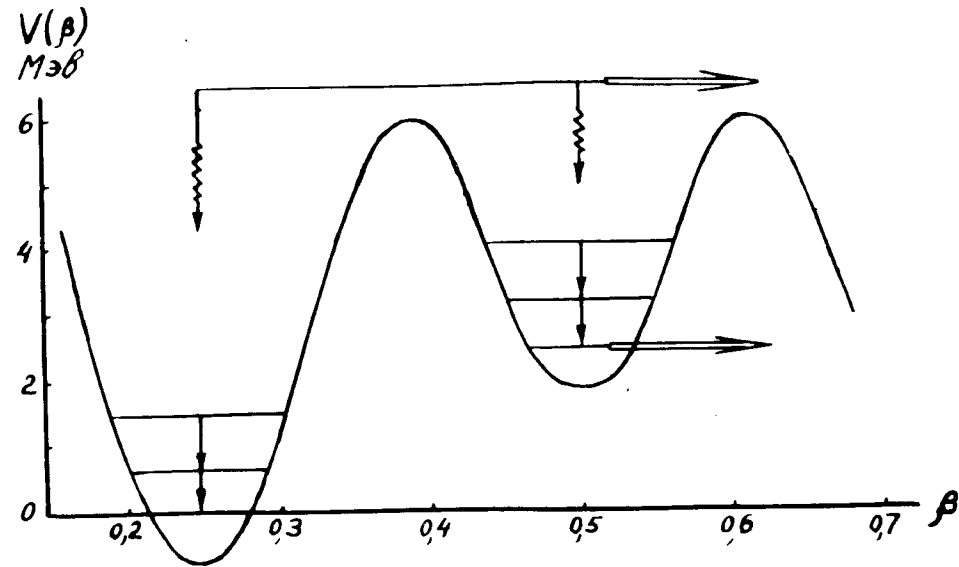


Рис. 1. Зависимость потенциальной энергии (V) от деформации ядра (β).

две системы уровней, и заселение изомерного состояния в различных ядерных реакциях происходит преимущественно через уровни во второй потенциальной яме. Поэтому

изучение спектров γ -лучей или электронов конверсии, испускаемых при заселении изомерного уровня, позволяет судить о свойствах ядер при аномально высокой деформации. Так, например, измерения спектра электронов конверсии, испускаемых при образовании спонтанно делящегося изомера ^{240}Pu в реакции $(\alpha, 2n)$, показали, что ротационная полоса, построенная на изомерном состоянии, имеет вдвое больший момент инерции, чем основная ротационная полоса того же ядра^{/4/}. Большой интерес представляет получение сведений о более высоких уровнях во второй потенциальной яме. Это позволило бы судить о квантовых числах уровней, о жесткости по отношению к β - и γ -колебаниям при аномально высокой деформации ядра и т.д. Такие сведения можно получить при исследовании спектров γ -излучения, испускаемого при образовании спонтанно делящихся изомеров. γ -излучение, связанное с радиационными переходами во второй потенциальной яме, можно выделить с помощью задержанных совпадений γ -квантов с осколками деления, причем время задержки определяется периодом полураспада образующегося в данной реакции спонтанно делящегося изомера.

В качестве объекта исследований был выбран делящийся изомер ^{236}U . Этот изомер имеет удобный для измерения период полураспада /100 нс/ и может быть получен в реакции радиационного захвата тепловых нейтронов при облучении сравнительно малоактивной мишени из ^{235}U .

Данные о сечении реакции (n, γ) , приводящей к образованию спонтанно делящегося изомера ^{236}U , полученные в экспериментах с пучком быстрых нейтронов, противоречивы^{/5-8/}. Эти противоречия объясняются фоном от осколков деления из мишени ^{235}U после окончания нейтронного импульса /источником фона являются рассеянные нейтроны малых энергий/. В последних работах^{/7, 8/}, где проведен корректный учет этого фона, показано, что отношение сечений образования изомера ^{236}U (σ_i) и вынужденного деления (σ_f) менее $3 \cdot 10^{-5}$ для нейтронов с энергиями 0,5 - 3,0 МэВ. Однако сечение этой реакции можно оценить путем сравнения зависимостей σ_i / σ_f от энергии возбуждения в реакциях (n, γ) и (d, p) . Эти зависимости для реакций $^{235}\text{U}(d, p)^{236\text{mf}}\text{U}$ ^{/9, 10/}

$^{241}\text{Am}(n, \gamma)^{242\text{mf}}\text{Am}$, $^{243}\text{Am}(n, \gamma)^{244\text{mf}}\text{Am}$ /11/ представлены на рис. 2. Видно, что обе зависимости подобны, а зна-

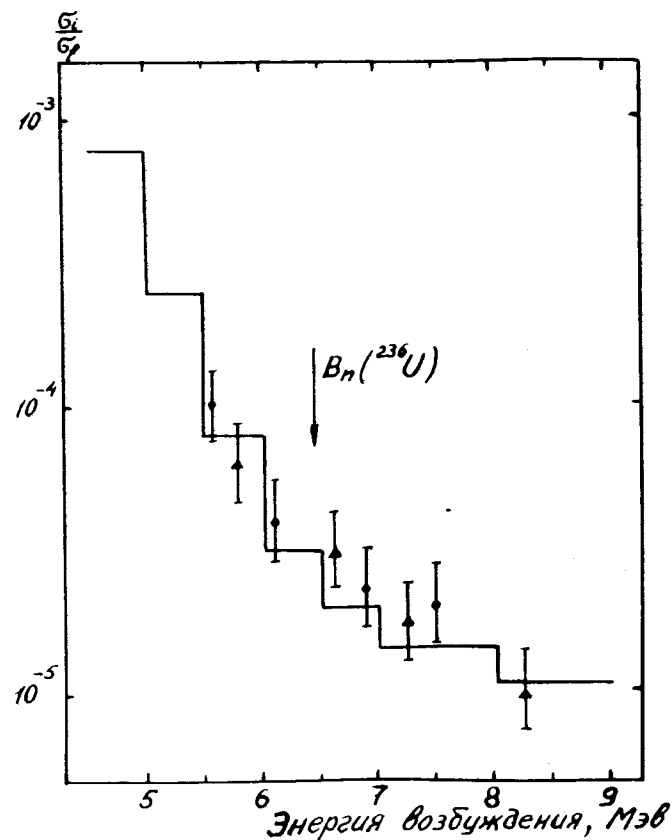


Рис. 2. Зависимость отношения сечений образования изомера и вынужденного деления σ_i / σ_f от энергии возбуждения (E^x) — $^{235}\text{U}(d, p)^{236\text{mf}}\text{U}$, \bullet $^{241}\text{Am}(n, \gamma)^{242\text{mf}}\text{Am}$, \blacktriangle $^{243}\text{Am}(n, \gamma)^{244\text{mf}}\text{Am}$.

чения σ_i / σ_f при одной и той же энергии возбуждения близки по величине. Кроме того, мало отличаются по величине и сечения реакций (d, p) в случае изомера ^{236}U и обоих изомеров америция, проинтегрированные по всему диапазону энергий возбуждения /1,0 и 0,4 мкбарн/ соот-

ответственно при энергии дейтронов $11 \text{ МэВ} /_{10, 12}$. Поэтому можно предполагать, что для изомера ^{236}U отношение σ_i / σ_f при энергии нейтронов 1 МэВ / энергия возбуждения $7,5 \text{ МэВ}$ / составляет $1,5 \cdot 10^{-5}$, а для тепловых нейтронов - $3 \cdot 10^{-5}$ / эти величины не противоречат приведенным выше экспериментальным данным /. Отсюда можно ожидать, что сечение реакции $^{235}\text{U}(n, \gamma)^{236m}\text{U}$ для тепловых нейтронов будет составлять 15 мбарн . Такое сечение позволяет иметь достаточно большой выход ядер ^{236}U в изомерном состоянии в потоке тепловых нейтронов реактора, в то же время из-за малого значения отношения σ_i / σ_f γ -кванты и осколки деления, связанные с заселением и распадом изомерного состояния, будут наблюдаться на очень высоком фоне других реакций, вызываемых нейтронами. Из-за этого фона опыты по поискам γ -квантов /а также электронов конверсии и рентгеновских лучей/, предшествующих делению из изомерного состояния ^{236}U , давали либо верхнюю границу эффекта / $13-17$ /, либо лишь указания на эффект / $18, 19$ /. Полученная в этих опытах верхняя граница эффекта для тепловых или резонансных нейтронов лежит в пределах $/4-15/ \cdot 10^{-5}$ от числа осколков мгновенного деления, что выше оценки значения σ_i / σ_f $/3 \cdot 10^{-5}$ / для тепловых нейтронов.

Опыты проводились на реакторе Центрального института физических исследований /Будапешт/ на внешнем пучке тепловых нейтронов /интенсивность нейтронов со-

ставляла $10^7 \frac{1}{\text{с} \cdot \text{см}^2}$ /. Пучок нейтронов проходил че-

рез механический селектор, который выделял тепловую область энергий нейтронов и служил защитой от мощного потока γ -лучей, выходящих из активной зоны реактора. Схема экспериментальной установки представлена на рис. 3. Облучаемая нейтронами мишень из ^{235}U толщиной $1,5 \text{ мг/см}^2$ и площадью 1 см^2 находилась внутри газового сцинтилляционного счетчика, который служил для регистрации осколков деления /наполнение счетчика - $80\% \text{ Ar}$ и $20\% \text{ N}_2$ при атмосферном давлении/. Для измерения спектров γ -лучей использовался Ge(Li) -де-

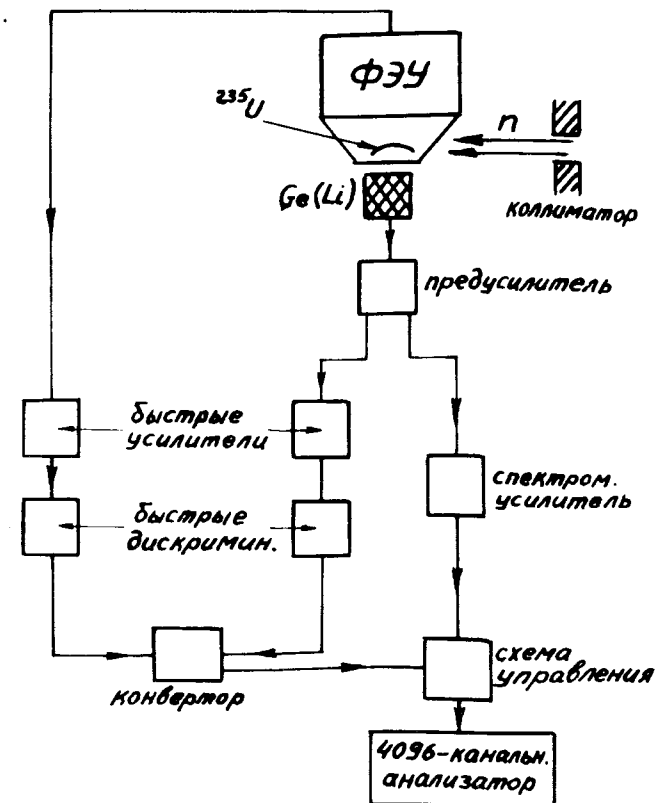


Рис. 3. Блок-схема экспериментальной установки.

тектор объемом 10 см^3 , находящийся на расстоянии 1 см от мишени и окруженный слоем свинца для защиты от рассеянного γ -излучения. Импульсы с обоих детекторов разветвлялись для амплитудного и временного анализа. Система временного анализа, состоящая из быстрых усилителей и дискриминаторов, а также преобразователя "время-амплитуда", позволяла измерять временное распределение импульсов с детектора γ -квантов относительно момента регистрации осколка деления /полуширина временного распределения составляла 20 нс /. Для амплитудного анализа импульсы с Ge(Li) -детектора через спектрометрический усилитель и линейные ворота направ-

лялись на 4096-канальный амплитудный анализатор. Управление анализатором от преобразователя "время-амплитуда" осуществлялось таким образом, что можно было одновременно получить четыре амплитудных спектра, соответствующие различным интервалам времени. На опыте обычно выбирались четыре интервала времени по 100 нс, охватывающие период времени /от 30 до 430 нс/, предшествующий регистрации осколка сцинтилляционным счетчиком.

Трудности наблюдения γ -квантов, испускаемых при заселении изомерного состояния ^{236}U , связаны с большим фоном от случайных совпадений осколков деления и γ -излучения при мгновенном делении ^{235}U , а также при радиационном захвате нейтронов ураном и окружающими мишень материалами. Для понижения этого фона была проведена коллимация пучка нейтронов и тщательная юстировка измерительной аппаратуры относительно пучка /для поглощения тепловых нейтронов использовался слой лития, обогащенного изотопом ^6Li /. Части установки, находящиеся на пути нейтронного пучка /стенки сцинтилляционного счетчика, подложка мишени/, были сделаны из алюминия, имеющего низкое сечение захвата тепловых нейтронов. Кроме того, фон случайных совпадений, связанный с мгновенным γ -излучением из осколков деления, был существенно снижен высокой эффективностью регистрации осколков деления /90%/. При такой эффективности регистрации 90% γ -лучей из осколков деления, попавших в $\text{Ge}(\text{Li})$ -детектор, сопровождаются одновременной регистрацией осколка и, следовательно, уже не могут дать вклада в задержанные совпадения.

На описанной выше установке была проведена серия облучений продолжительностью 7-10 дней при различных интенсивностях нейтронов. Энергетические спектры γ -лучей, опережающих осколки деления на различные интервалы времени, представлены на рис. 4. Во всех этих спектрах наблюдаются интенсивные γ -линии с энергиями 511, 596, 836 кэВ и большое число слабых γ -линий. Источником γ -линии с энергией 511 кэВ служит аннигиляция позитронов, возникающих при взаимодействии высокоэнергичных γ -квантов с веществом. γ -линии с энергия-

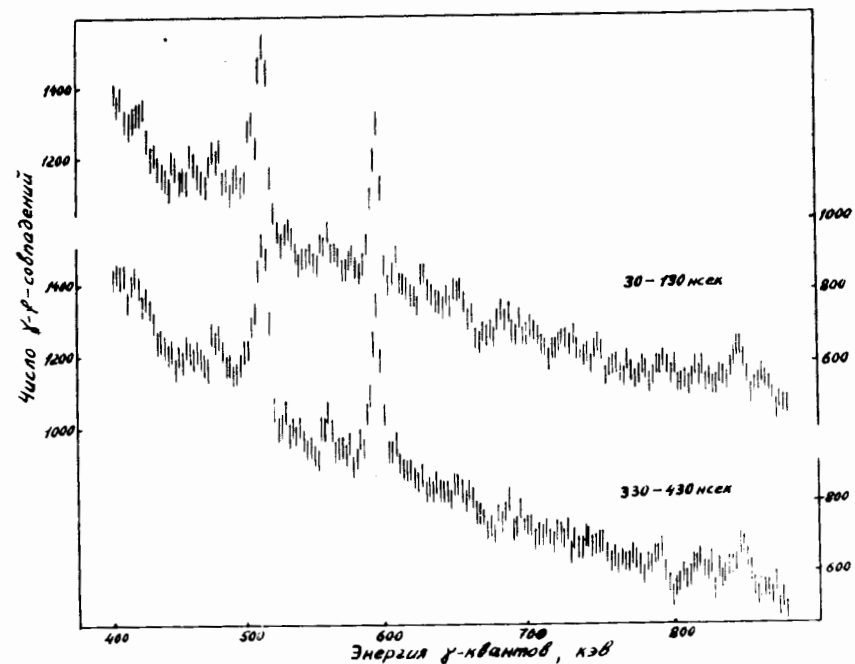


Рис. 4. Спектры γ -лучей, находящихся в совпадениях с осколками деления при различных временах задержки.

ми 596 и 836 кэВ получают в результате неупругого рассеяния нейтронов деления, а также захвата тепловых нейтронов в $\text{Ge}(\text{Li})$ -детекторе. Подобие спектров γ -лучей, относящихся к различным интервалам времени, указывает на то, что подавляющая часть γ -излучения является фоновой и возникает в результате случайных совпадений. Для выделения γ -линий, связанных с заселением спонтанно делящегося изомера, был проведен детальный анализ спектров. Анализировалась зависимость интенсивности каждой γ -линии от времени задержки и интенсивности нейтронного пучка. Если γ -линия связана с заселением изомерного состояния, то зависимость ее интенсивности от времени задержки является экспоненциальной /с периодом полураспада спонтанно делящегося изомера ~ 100 нс/, а от интенсивности нейтронов - линей-

ной /в случае фоновых линий эта зависимость квадратичная/. Такой анализ по двум параметрам является более надежным, т.к. в случае слабых γ -линий большая статистическая ошибка позволяет лишь приближенно судить о зависимости интенсивности γ -линий от времени и интенсивности нейтронов. При анализе интенсивности всех γ -линий нормировались по γ -линии с энергией 511 кэВ. Предполагалось, что эта линия является фоновой, т.е. ее интенсивность не зависит от времени и меняется квадратично с изменением интенсивности нейтронов.

Результаты анализа представлены на рис. 5. Видно, что ряд γ -линий обнаруживает распад, причем для некоторых из них /с энергиями 428, 627, 860 кэВ/ период полураспада согласуется в пределах ошибок со значением 100 нс. Однако для этих γ -линий имеет место квадратичная зависимость от интенсивности нейтронов, что характерно для случайных совпадений, и поэтому данные γ -линии нельзя приписать переходам во второй потенциальной яме. Из рис. 5 также видно, что имеются γ -линии /с энергиями 455, 475, 720 кэВ/, которые испытывают распад /с периодом, в несколько раз большим чем 100 нс/ и у которых зависимость от интенсивности нейтронов является промежуточной между линейной и квадратичной.

В отношении этих γ -линий можно предполагать, что они являются составными и входящие в их состав компоненты, ответственные за распад и отклонения от квадратичной зависимости, могут быть связаны с заселением изомерного состояния. Интенсивность этих γ -линий не превышает $2 \cdot 10^{-5}$ от числа осколков мгновенного деления, что согласуется с приведенной выше оценкой сечения образования изомера ^{236}U в реакции (n, γ) . Однако малая статистическая достоверность событий /наличие распада и отклонение от квадратичной зависимости не выходят за пределы двойной статистической ошибки/ не позволяет еще говорить о схеме уровней во второй потенциальной яме. Очевидно, данный метод имеет недостаточную чувствительность в случае реакции $^{235}\text{U}(n, \gamma)^{236\text{mf}}\text{U}$. Большие перспективы имеются при использовании импульсного пучка нейтронов, который может быть получен на ускорителях. В этом случае число

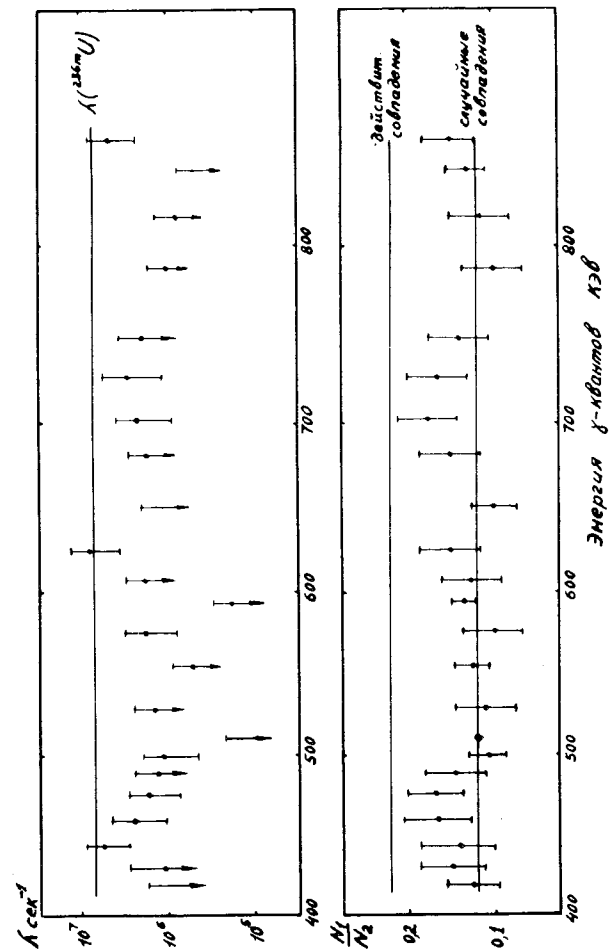


Рис. 5. Постоянная распада (λ) и отношение интенсивностей γ -квантов (N_1/N_2) для различных γ -линий спектра.

случайных совпадений будет существенно снижено и чувствительность измерений возрастет.

В заключение авторы выражают благодарность академику Г.Н.Флерову за постоянный интерес к работе, а также коллективу эксплуатации реактора и измерительного центра ЦИФИ, обеспечившим проведение экспериментов.

Литература

1. H.C.Britt, M.Bolsterli, J.R.Nix, J.L.Norton. *Phys. Rev.*, C7, 801 (1973).
2. Yu.P.Gangrsky, B.N.Markov, Yu.M.Tsipenjuk. *Fortschr. der Physik*, 22, 199 (1974).
3. V.M.Strutinsky. *Nucl.Phys.*, A95, 420 (1967).
4. H.J.Specht, J.Weber, E.Konecny, D.Heunemann. *Phys.Lett.*, 41B, 43 (1972).
5. A.E.Elwin, A.T.G.Fergusson. *Nucl.Phys.*, A148, 331 (1970).
6. I.Boca, M.Sezon, I.Vilcov, N.Vilcov. *Rev.Roum. Phys.*, 16, 473 (1971).
7. R.Müller, F.Connenwein, F.Käppeler, A.Ernst, J.Scheer. *Phys.Lett.*, 48B, 25 (1974).
8. П.Е.Воротников, Г.А.Отрощенко. Тройственный советско-голландско-бельгийский симпозиум по ядерным реакциям на тепловых нейтронах, Петтен, 1973.
9. H.C.Britt, B.H.Erkila. *Phys.Rev.*, C4, 1441 (1971).
10. J.Pedersen, B.Rasmussen. *Nucl.Phys.*, A178, 449 (1972).
11. Т.Надь, А.Г.Белов, Ю.П.Гангрский и др. *Acta Phys. Hung.*, 30, 293 (1971).
12. С.Бьернхольм, И.Борзгрин, Ю.П.Гангрский, Т.Слеттен. *ЯФ*, 8, 459 /1968/.
13. E.Konecny, H.J.Specht, J.Weber. *Nucl.Phys.*, A187, 426 (1972).
14. J.C.Browne, C.D.Bowman. *Phys.Rev.Lett.*, 28, 617 (1972).
15. Зен Чен Бон, А.Лайтаи, А.А.Омельяненко и др. *ЯФ*, 18, 29 /1973/.

16. Л.А.Попеко, Г.А.Петров, Е.Ф.Кочубей, Т.К.Звездкина. *ЯФ*, 17, 234 /1973/.
17. Г.А.Вальский, О.М.Мрачковский, Г.А.Петров, Ю.С.Плева. *ЯФ*, 18, 492 /1975/.
18. А.Г.Белов, Ю.П.Гангрский, Б.Далхсурен, А.М.Кучер. *ЯФ*, 14, 585 /1971/.
19. K.E.G.Löbner, D.V.Harrach, E.Konecny et al. *IInd Intern. Symp. on Neutron Capture γ -Ray Spectroscopy*, Petten, 1974.

Рукопись поступила в издательский отдел
3 ноября 1975 года.