

Л.С. Данелян, Ю.В. Захаров,  
В.М. Зыков, В.И. Мостовой,  
В.А. Столяров, С.А. Бирюков,  
Н.Ю. Зысина, А.А. Осочников,  
А.В. Светцов

ИАЭ-3862/2

51185/0504

ИССЛЕДОВАНИЕ ДЕЛЕНИЯ  
ВЫСТРОЕННЫХ ЯДЕР УРАНА-235  
В ИНТЕРВАЛЕ ЭНЕРГИЙ НЕЙТРОНОВ 1,7 эВ — 2,15 кэВ

Москва 1983

УДК 539.173

Ключевые слова: деление, нейтроны, выстроенные ядра, спины уровней, резонансы, сечение, рефрижератор, детектор.

На нейтронном спектрометре по времени пролета проведены сравнительные измерения интенсивности реакции деления на выстроенных и неориентированных ядрах урана-235 с целью идентификации резонансов, обусловленных захватом р-нейтронов, а также определения вклада р-нейтронов в сечение деления в области неразрешенных резонансов. В некоторых изолированных резонансах обнаружены различия в сечениях на выстроенных и неориентированных ядрах порядка 10%, что может свидетельствовать о принадлежности их к р-резонансам. В области неразрешенных резонансов в интервале энергий нейтронов 0,15 – 2,15 кэВ в пределах точности  $\pm 1\%$  изменение сечения деления при выстраивании ядер не наблюдается.

## ВВЕДЕНИЕ

Полученная методами нейтронной спектрометрии обширная информация о параметрах уровней ядер относится в основном к взаимодействию ядер с  $s$ -нейтронами (орбитальный момент  $\ell = 0$ ). Развитие знаний об уровнях ядер требует идентификации  $p$ -резонансов (образованных нейтронами с орбитальным моментом  $\ell = 1$ ) и определения вклада  $p$ -нейтронов в сечения взаимодействия в области энергий до нескольких десятков килоэлектронвольт. Знание вклада  $p$ -нейтронов необходимо в расчетах ядерных реакторов и для развития теоретических моделей взаимодействия нейтрона с ядром, а идентификация  $p$ -резонансов предоставит полезную информацию для исследований вопроса несохранения четности в ядерных процессах.

Существует много методов идентификации резонансов по орбитальному моменту  $\ell$  как, например, исследование формы резонанса и обнаружение в полном сечении минимума, обусловленного интерференцией резонансного и потенциального рассеяния в случае  $s$ -нейтронов; изучение угловых распределений гамма-лучей первичного спектра захвата нейтронов; разделение нейтронных резонансов по величине нейтронной ширины, основанное на использовании статистического распределения Портера — Томаса. Однако перечисленные методы не являются универсальными.

Прямым методом идентификации резонансов по орбитальному моменту  $\ell$  захватываемых нейтронов, а также определения вклада  $p$ -нейтронов в сечение взаимодействия в области неразрешенных резонансов является изучение сечений на выстроенных ядрах. Этим методом обнаружен вклад  $p$ -нейтронов в сечение деления ядер урана-235 в области энергий выше 50 кэВ, причем изменение сечения на выстроенных ядрах составляло 3 — 4% [1].

В настоящей работе проведены измерения интенсивности актов деления выстроенных ядер урана-235 в интервале энергий нейтронов 1,7 эВ – 2,15 кэВ. Эта методика требует создания образца монокристалла и охлаждения его до температуры порядка 0,1 К. Идентификация разрешенных резонансов по  $\ell$  и определение вклада р-нейтронов в сечение основаны на различии сечений взаимодействия неполяризованных нейтронов с выстроенными и неориентированными ядрами для р-нейтронов [2]. Выстраивание ядер получено в образце уранил-рубидий-нитрата (УРН), охлажденного в рефрижераторе растворения гелия-3 в гелии-4.

## **ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ УСТАНОВКА И ЕЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ**

1. Спектрометр по времени пролета. Исследования проводились на нейтронном спектрометре по времени пролета линейного ускорителя электронов "Факел". Длительность электронного импульса составляла 100 нс, частота импульсов – 270 Гц, пролетное расстояние от источника замедленных нейтронов до образца уранил-рубидий-нитрата – 27,93 м. Для подавления первичного гамма-импульса ускорителя использовалась теневая защита из свинца, расположенная сразу за источником нейтронов. Монокристаллы образца УРН, находящиеся внутри рефрижератора, перекрывали площадь диаметром 35 мм. Акты деления в образце регистрировались по вторичным нейтронам деления с помощью сцинтилляционных детекторов (рис. 1). Импульсы от детекторов поступали на ЭВМ М-6000, включающую 6144 временных канала с длительностью 100 нс. Полуширина функции разрешения спектрометра порядка 4 нс/м.

2. Рефрижератор растворения гелия-3 в гелии-4. Использованный для охлаждения образца рефрижератор позволял получать в течение длительного времени температуру на холодопроводе 0,08 – 0,1 К. Вся низкотемпературная часть установки состоит из собственно рефрижератора в вакуумном кожухе, помещенного в гелиевый криостат, систем откачки и хранения рабочей смеси (16 л гелия-3 и 45 л гелия-4) и стойки с измерительной аппаратурой для контроля вакуума и температуры. В рефрижераторе (рис. 2) имеются одногра-

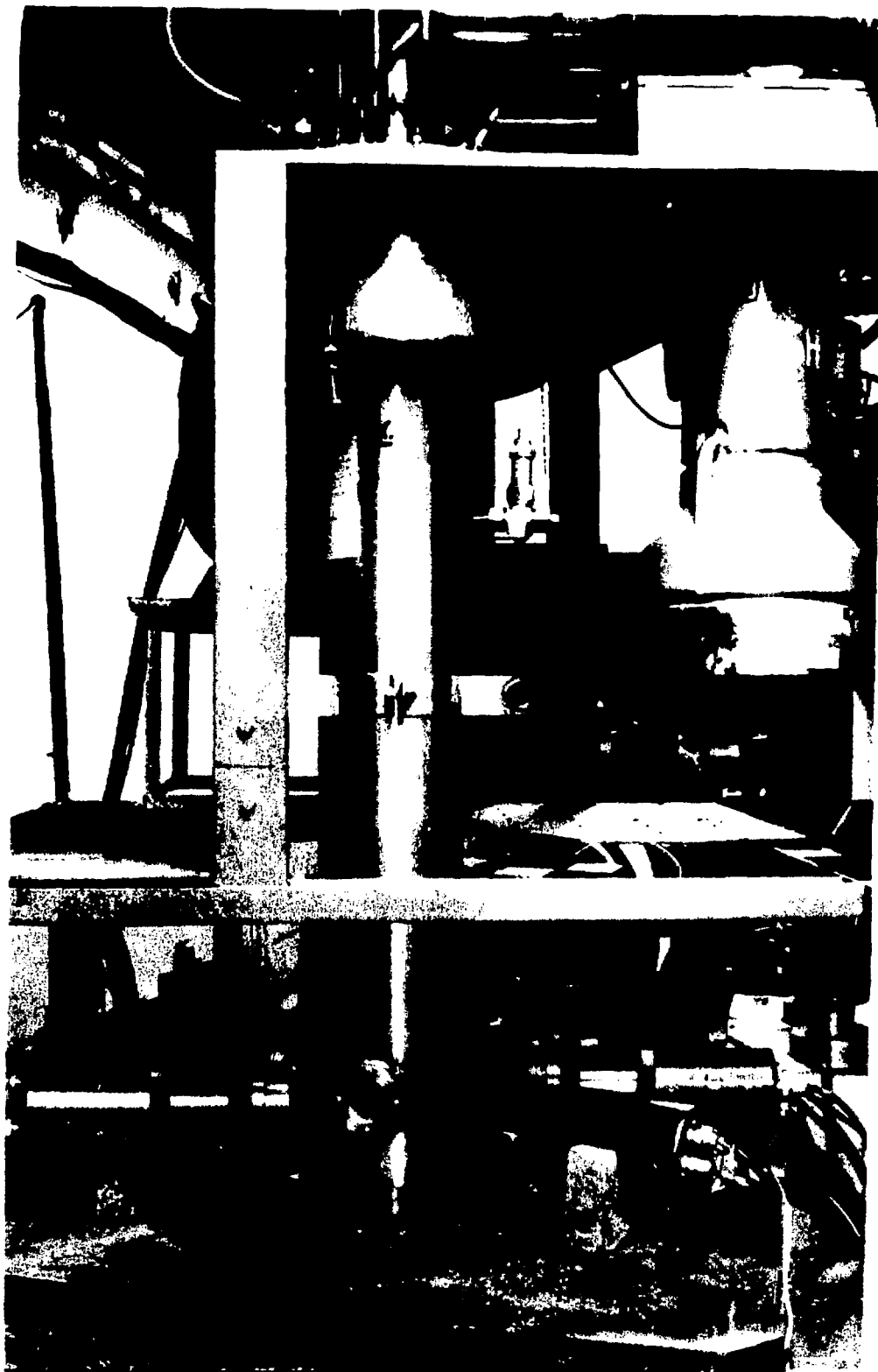


Рис. 1. Расположение рефрижератора и детектора на пучке нейтронов

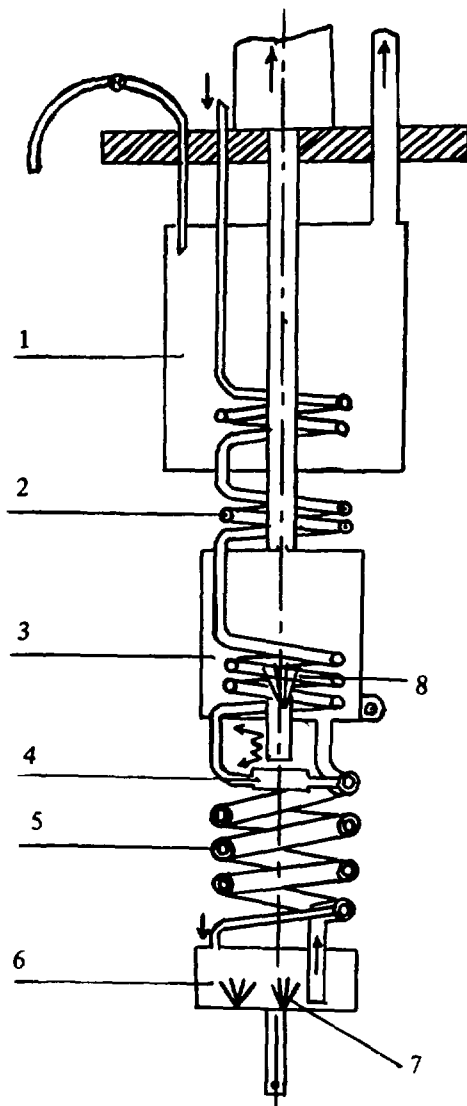


Рис. 2. Схема рефрижератора

дусная ванна 1 (~ 1 л), ограничители 2 и 4, ванна испарения 3 объемом  $35 \text{ см}^3$ , трубчатый теплообменник 5 с поверхностью  $26 \text{ см}^2$ , ванна раствора 6 с холодопроводом. Внутренний объем ванны растворения равен  $50 \text{ см}^3$ , поверхность составляет  $35000 \text{ см}^2$ . Жидкий гелий-4 заливается в ванну 1 из криостата через игольчатый вентиль, пары откачиваются насосом НВР-5. Гелий-3 конденсируется в змеевике, погруженном в одноградусную ванну 1. Скорость поступления гелия-3 задается ограничителем 2, состоящим из трубки внутренним диаметром 1 мм, в которую плотно вставлена проволока (гидродинамическое сопротивление ограничителя  $z = 1,8 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-3}$ ). В змеевике, погруженном в ванну испарения 3, гелий-3 принимает температуру 0,7 К, а в теплообменнике 5 охлаждается до 0,3 К. В ванне 6 происходит растворение гелия-3 в гелии-4 и охлаждение до температуры  $T \leq 0,1 \text{ К}$ . Раствор гелия-3 в гелии-4 (более тяжелый) диффундирует по внешней трубке теплообменника 5 в ванну испарения 3, где происходит преимущественно испарение гелия-3. Откачка гелия-3 производится последовательно расположенными насосами БН-3, ДВН-50, НВГ-2.

Максимальная скорость циркуляции до  $\sim 1 \cdot 10^{-4}$  моль/с. Температура на холодопроводе и в ванне испарения измеряется с помощью термометров сопротивления 7,8 марки "Speer" (220 Ом; 0,5 Вт; измерительный ток 0,1 мкА). Сопротивления градуировались по давлению паров гелия-3 в области температур 2 – 0,4 К. Зависимость

сопротивлений от температуры близка к данным работы [3], которые использовались при температурах 0,4 – 0,07 К.

3. Образец. Выстраивание ядер урана осуществляется охлаждением монокристалла УРН –  $^{235}\text{UO}_2\text{Rb}(\text{NO}_3)_3$ . Выращивание монокристаллов проведено на установке, описанной в работе [4]. Методика заключается в изотермическом испарении насыщенного раствора соли УРН в концентрированной азотной кислоте. Возникающее пересыщение снимается монокристаллами, которые помещаются заранее в качестве зародышей в раствор. Выращивались кристаллы объемом в  $1\text{ см}^3$  с изотопом урана-235 (содержание 99,99%). С целью улучшения связи спиновой системы ядер урана-235 с кристаллической решеткой монокристалла в раствор соли добавлялось ~ 0,5% нептунил-рудибий-нитрата (с изотопом нептуния-237), что значительно уменьшало время спин-решеточной релаксации. Содержание урана в монокристалле –  $1,7\text{ г/см}^3$ . Из выращенных монокристаллов были вырезаны пластинки толщиной 4 мм, которые были приклеены к холодопроводу. Полное количество урана-235 составляло 5 г. Кристаллы УРН имеют ромбоидальную форму гексагональной системы с осью симметрии С третьего порядка. Выстраивание происходит в плоскости, перпендикулярной оси симметрии С, которая располагалась параллельно оси нейтронного пучка. В монокристалле УРН благодаря взаимодействию неоднородного электрического поля с квадрупольным моментом ядра урана возникает сверхтонкое расщепление. Энергия уровней описывается выражением

$$E_M = P \left[ M^2 - \frac{1}{3} I(I+1) \right],$$

где  $P$  – константа квадрупольного взаимодействия,  $M$  – проекция спина на ось симметрии,  $I$  – спин ядра. Для монокристаллов УРН  $P/k = 0,0154 \pm 0,0027\text{ К}$  ( $k$  – постоянная Больцмана). Для  $P > 0$  наиболее низко расположенный уровень соответствует  $M = \pm 1/2$ , что приводит к плоскостному выстраиванию ядер. Параметр выстраивания

$$f_2 = \frac{3}{I(2I-1)} \left[ \langle M^2 \rangle - \frac{1}{3} I(I+1) \right],$$

где  $\langle M^2 \rangle$  – среднее значение квадрата проекций спина на ось симметрии кристалла при данной температуре.

Для получения заметной степени выстраивания ядер урана необходимо охладить кристалл до температуры  $\leq 0,2$  К. Анализ показывает, что охлаждение ниже  $0,05$  К изменяет выстроенность  $f_2$  незначительно (рис. 3). Предельно возможная выстроенность соответствует случаю, когда все ядра находятся в состояниях с  $M = \pm 1/2$ , и равна  $\sim 0,7$ . Из-за несовершенства кристалла и теплового контакта с холодопроводом эффективная средняя температура монокристалла может отличаться на  $0,05$  К от температуры холодопровода [3]. Температура монокристаллов принималась равной  $0,13 - 0,15$  К, при этом параметр выстраивания  $f_2 = 0,3 \div 0,25$ .

4. Детектор. Наиболее приемлемым для регистрации актов деления в толстом образце является детектор, расположенный вне рефрижератора и криостата. Сцинтилляционные детекторы с кристаллами стильбена диаметром  $70 \times 40$  мм, установленными на фотоумножителях ФЭУ-110, были расположены в горизонтальной плоскости вне пучка нейтронов, симметрично относительно его оси, по три с каждой стороны криостата. Такое равномерное расположение детекторов сводит к минимуму изменение отсчетов деления в случае выстроенных ядер, обусловленное влиянием угловой анизотропии нейтронов деления.

Действительно, учитывая, что угловая анизотропия осколков деления на выстроенных ядрах составляет  $25\%$  [1], коэффициент

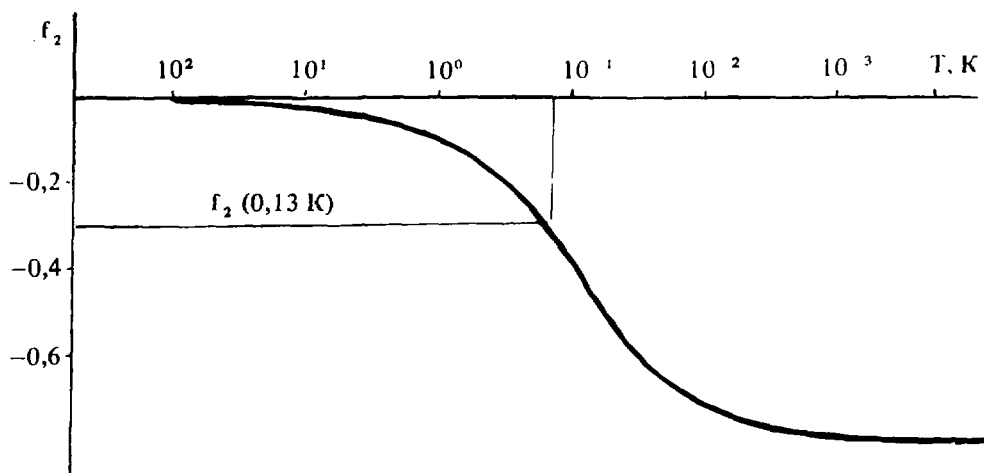


Рис. 3. Зависимость выстроенности ядер урана-235 от температуры в монокристалле УРН



ослабления анизотропии для нейтронов деления  $\sim 4$  [5], два детектора, расположенных под углом  $90^\circ$  к оси пучка нейтронов, охватывают 0,15 от полного телесного угла в этом направлении, степень выстроенности ядер 0,3, а четыре остальных детектора (под углами  $50^\circ$  и  $130^\circ$ ) почти не чувствительны к угловой анизотропии, получим, что суммарное изменение счета актов деления из-за угловой анизотропии нейтронов при переходе от неориентированных к выстроенным ядрам составит  $\sim 0,2\%$ . На торцах детекторов находятся свинцовые диски толщиной 12 мм, защищающие кристаллы стибьена от гамма-лучей, исходящих от образца. Идентификация частиц происходила по форме сигналов, образованных быстрыми нейтронами и гамма-квантами в стибьене. Использовался метод Оуэна, основанный на насыщении пространственного заряда у последнего динода ФЭУ. Для каждого кристалла создана индивидуальная схема. Блок-схема включения приведена на рис. 4. При небольшой разности потенциалов между последним динодом и анодом ФЭУ возникает насыщение пространственного заряда, что обуславливает отрицательный сигнал на последнем диноде [6]. Можно добиться такой характеристики, что в течение действия медленной компоненты импульса от протона, образованного быстрым нейтроном, на последнем диноде вслед за отрицательным сигналом возникает положительный выброс напряжения. Сцинтилляции же от электронов, возникающих от гамма-лучей, из-за меньшей постоянной времени медленной компоненты вызовут только отрицательный сигнал или положительный выброс меньшей амплитуды. С помощью амплитудного анализа можно судить о типе зарегистрированной частицы, так как амплитудные распределения импульсов от гамма-лучей и нейтронов разделены глубоким минимумом. Таким образом, с 12-го динода ФЭУ снимается нелинейный сигнал, положительная амплитуда которого несет информацию о характере зарегистрированной частицы. После усиления У сигнал подается на интегральный дискриминатор ИД, который пропускает сигналы, вызванные нейтронами. С 11-го динода ФЭУ снимается быстрый линейный сигнал, который подается на вход дифференциального дискриминатора ДД, пороги которого определяют необходимый диапазон энергий нейтронов (регистрировались нейтроны деления с энергиями 0,8 — 5 МэВ). Схема ворот СВ управляется сигналами ИД и пропускает импульсы, соответствующие только нейтронам. Эти сигналы по кабелям передавались на ЭВМ М-6000 и анализировались по времени. В применяемой схеме

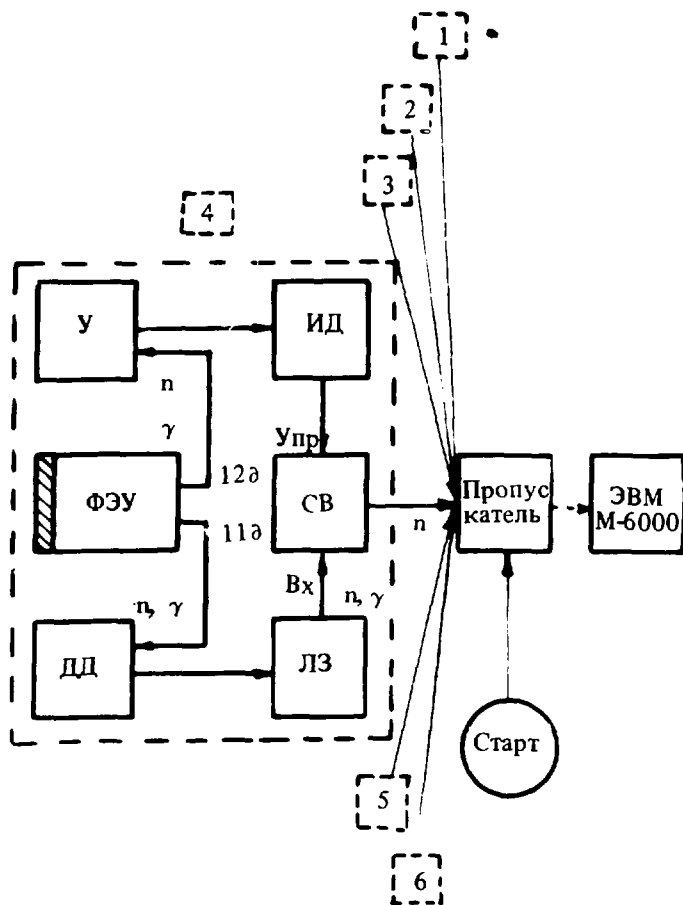


Рис. 4. Блок-схема электроники одного из шести одинаковых детекторов (1 – 6 – номера детекторов)

дифференциальный дискриминатор осуществлен с помощью двух интегральных. Дополнительно была создана "схема пропускания", которая запирала электронную схему во время первичного гамма-импульса ускорителя и содержала "реле времени". Во время наладки и выключений ускорителя реле времени не пропускало импульсы на ЭВМ и разрешало проходить импульсам на ЭВМ через 4 мин после выхода ускорителя на полную мощность. Это было необходимо, так как амплитуда импульса от нейтрона зависит от загрузки ФЭУ и восстановление амплитуды происходит в течение нескольких минут после изменения загрузки. Настройка детектора и его проверка во время работы и окончания серии измерений проводились с помощью источника калифорний-252 при одновременном открытии шибера нейтронного пучка. Исследования показали, что качество  $n - \gamma$ -разделе-

ния несколько ухудшается при работе с нейтронным пучком, т.е. минимум между пиками амплитудных распределений импульсов от гамма-квантов и нейтронов становится менее глубоким, и поэтому порог дискриминации устанавливался чуть правее минимума, чтобы полностью отсечь гамма-кванты и обезопасить измерения от незначительных изменений амплитуды импульсов и порога дискриминации. При выбранном пороге гамма-лучи от источника кобальт-60 совершенно не регистрировались (1,17 и 1,33 МэВ). Длительные проверки (3 сут) положения пика импульсов от нейтронов показали, что его изменения менее 3%. Изучение каждого детектора с нейтронным пучком показало, что счет гамма-лучей от полного счета нейтронов при временах пролета более 10 мкс составляет менее 0,5%. Эффективность регистрации детекторами акта деления, оцененная расчетным путем и по экспериментальным данным, равна 3%.

5. Расположение установки на пучке нейтронов. Экспериментальная установка расположена на пучке нейтронов ЛУЭ "Факел". Криостат с рефрижератором и детекторы находятся в бункере, в подвальной помещении. Для юстировки образца и проведения наладочных работ имеется возможность отделить криостат от верхнего фланца и опустить его в углубление в полу бункера. В отдельной комнате на первом этаже расположены стойки управления рефрижератором и хранения смеси  $^3\text{He} + ^4\text{He}$ , измерительная аппаратура рефрижератора и электроника детектора. Через отверстие в потолке бункера (над пучком нейтронов) пропущены трубопроводы циркуляционной системы гелия-3 и подачи азота. Насосы для откачки гелия-4 и гелия-3 ДВН-50, НВГ-2 и НВР-5 находятся в соседнем с бункером помещении за защитной стеной.

## **ОБРАБОТКА ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫХ ДАННЫХ И ОБСУЖДЕНИЕ РЕЗУЛЬТАТОВ**

Регистрация актов деления проводилась при температурах 0,1 К (выстроенные ядра) и 4,2 К (выстроенность менее 0,01). Проведение измерений с неориентированными ядрами при 4,2 К устраняет влияние доплеровского уширения резонансов. Для обработки использовались по три серии измерений при каждой температуре. Полное

время "холодных" (0,1 К) и "теплых" (4,2 К) измерений 240 ч. Измерения проводились в области энергий нейтронов от 1,7 эВ до 2,15 кэВ. Для установления различий сечений на выстроенных и неориентированных ядрах спектр отсчетов импульсов в зависимости от времени пролета нейтронов был разбит на интервалы, состоящие из большого числа временных каналов, и в каждом вычислялись отношения счетов холодной серии к теплой за вычетом "подложки", проведенной по наиболее глубоким минимумам между резонансами. Нормировка холодных измерений к теплым производилась по интегральному счету (с вычетом фона) в области энергий 8,8 – 300 эВ. До энергии нейтронов порядка 70 эВ уровни урана-235 в основном были разрешены.

На рис. 5 приведены нормированные к единице отношения  $\gamma$ -счетов холодной и теплой серий в зависимости от энергий резонансов. Там же внизу показаны значения величин  $2g\Gamma_n^0/2g\Gamma_n^c$  ( $2g\Gamma_n^0$  урана порядка 0,1 мэВ), а сверху – значения  $\alpha = \Gamma_\gamma/\Gamma_f$  в виде вертикальных прямых ( $\Gamma_n^0$ ,  $\Gamma_\gamma$  и  $\Gamma_f$  – приведенная нейтронная, радиационная и делительная ширины уровней). Наблюдается большое количество отношений, отличающихся от единицы, как в слабых (в которых велика статистическая ошибка), так и в средних по силе резонансах. На рис. 6 приведены абсолютные величины отклонений  $\gamma$  от единицы,  $|\gamma - 1|$  (без указания ошибок), в зависимости от  $(2g\Gamma_n^0/2g\Gamma_n^c)$ . Четко выраженной корреляции между указанными величинами не наблюдается. Для проверки чувствительности детекторов к гамма-лучам реакции ( $n\gamma$ ) на уране были построены отношения  $\gamma$  в зависимости от величины  $\alpha = \Gamma_\gamma/\Gamma_f$  (рис. 7). Видно, что нет систематического одностороннего отклонения, причем при больших значениях  $\alpha$  отношения  $\gamma$  расположены и выше, и ниже единицы. Согласно формуле для сечения на выстроенных ядрах (см. стр. 15) изменения сечения в резонансах могут происходить как в сторону увеличения, так и в сторону уменьшения. С учетом степени выстроенности ( $f_2 = 0,25$ ) максимальное отклонение может составлять 25%.

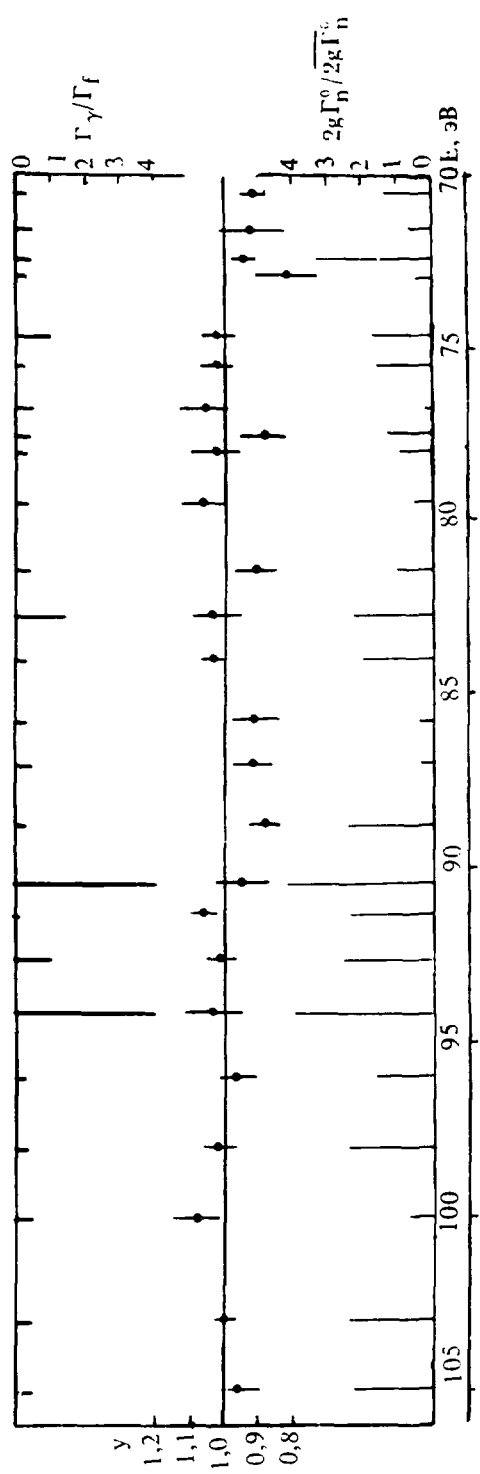
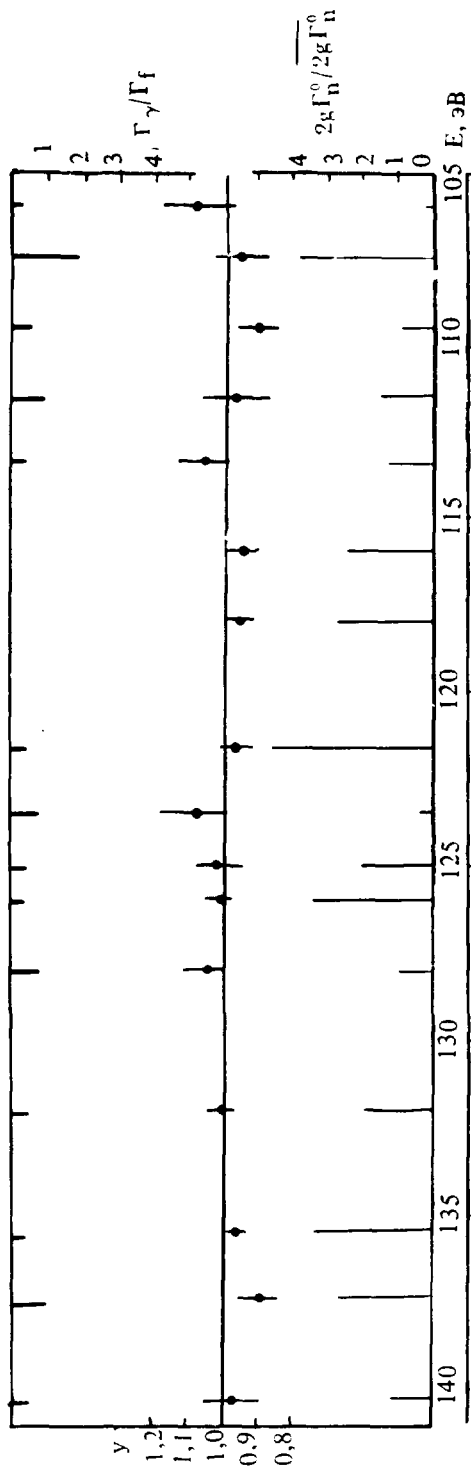
Таким образом, анализ результатов по изолированным резонансам показывает, что некоторые резонансы урана-235, возможно, обусловлены захватом р-нейтронов. В табл. 1 приведены резонансы, для которых отношения  $\gamma$  заметно отличаются от единицы, во многих из них отличие порядка двух статистических ошибок.

Таблица 1

$E_0$ , эВ	$\gamma \pm \Delta\gamma$	$2g\Gamma_{\gamma}^0$ , мэВ	$\alpha = \Gamma_{\gamma}/\Gamma_f$
2,033	$0,93 \pm 0,13$	0,006	3,6
3,15	$0,95 \pm 0,03$	0,012	0,42
4,84	$1,10 \pm 0,14$	0,027	10,0
17,22	$0,87 \pm 0,10$	0,0025	0,3
23,41	$1,07 \pm 0,04$	0,164	4,0
25,6	$1,09 \pm 0,04$	0,12	0,1
28,36	$0,94 \pm 0,05$	0,036	0,36
36,45	$0,93 \pm 0,04$	0,12	0,1
45,82	$1,15 \pm 0,08$	0,026	0,5
52,9	$0,93 \pm 0,07$	0,014	0,3
54,13	$0,93 \pm 0,06$	0,033	0,4
55,82	$1,05 \pm 0,03$	0,32	0,14
57,02	$1,14 \pm 0,11$	—	—
65,8+66,14 +66,4	$1,08 \pm 0,10$	Группа слабых	
70,37+70,55	$0,91 \pm 0,04$	0,14	0,3
71,59	$0,92 \pm 0,10$	0,055	0,4
72,41	$0,94 \pm 0,04$	0,33	0,4
72,9	$0,82 \pm 0,09$	0,04	0,2
77,53	$0,88 \pm 0,07$	0,11	0,4
81,45	$0,91 \pm 0,07$	0,1	0,4
85,7	$0,91 \pm 0,06$	0,027	0,2
88,7	$0,88 \pm 0,07$	0,26	0,1
108 — 110	$0,91 \pm 0,06$		
123,5	$1,08 \pm 0,11$	0,04	0,8
137,4	$0,89 \pm 0,08$	0,26	1

Примечание. Параметры резонансов взяты из работ [7, 8].

В области неразрешенных резонансов в интервале энергий 0,15 — 2,15 кэВ процедура вычитания "подложки" была несколько изменена. В интервале 120 — 1000 эВ по 65 точкам, соответствующим минимумам в сечении деления урана, методом наименьших квадратов подбирались прямые линии в холодной и теплой сериях. Эти прямые, принятые за линии "уровня фона", экстраполировались до 2,15 кэВ, и отношения  $\gamma$  вычислялись в интервалах, содержащих равные полные количества отсчетов. Результаты приведены в табл. 2.



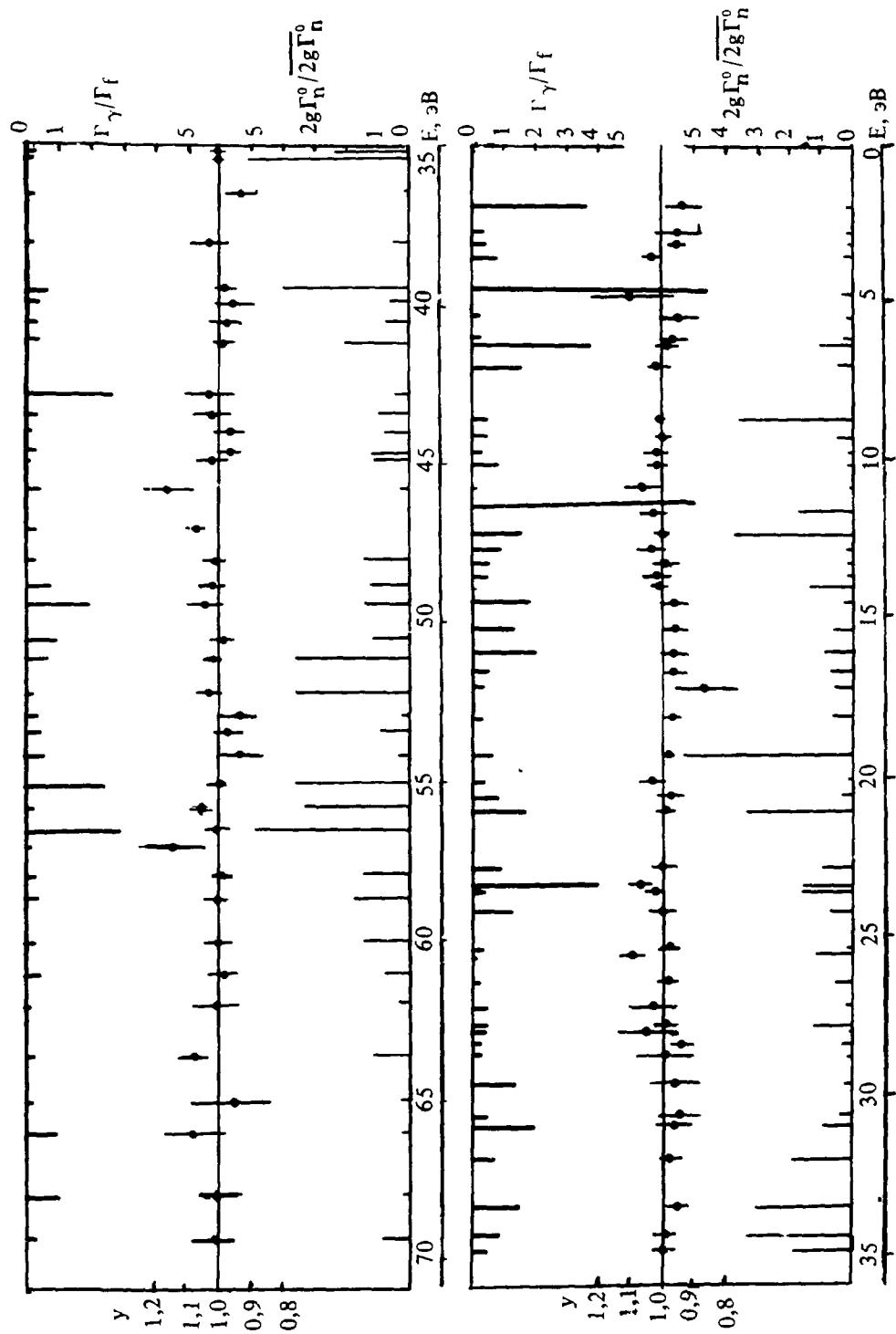


Рис. 5. Нормированные к единице отношения счетов холодной серии к тепловой в зависимости от энергий резонансов (показаны четыре интервала энергий)

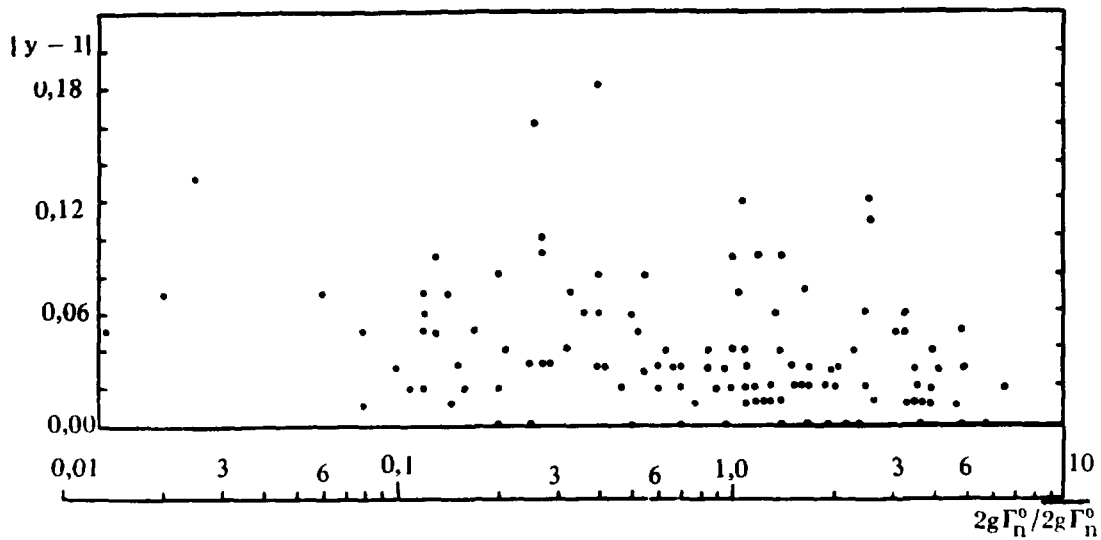


Рис. 6. Зависимость абсолютных величин отклонений  $y$  от единицы,  $|y - 1|$  (без указания ошибок), от  $2g\Gamma_n^0 / 2R\Gamma_n^0$

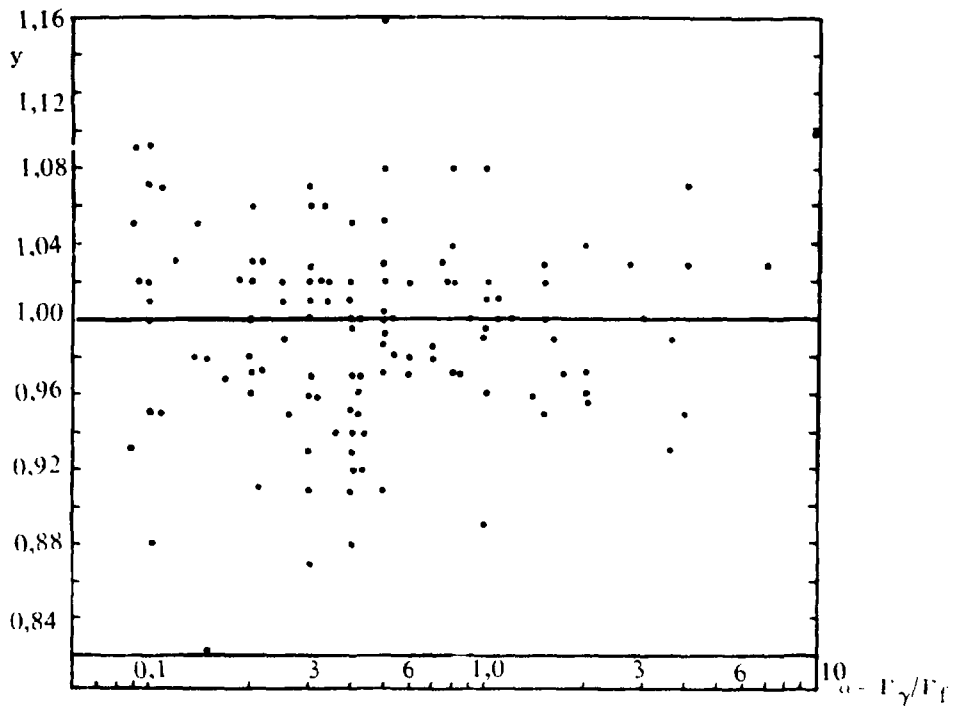


Рис. 7. Зависимость отношений  $y$  в резонансах от величины  $\alpha = \Gamma_\gamma / \Gamma_f$  ( $\Gamma_\gamma$  и  $\Gamma_f$  — радиационная и делительная ширина)



Таблица 2

Номер интервала	Пределы энергий интервалов, эВ		$\eta$	$\Delta\eta$
	$E_1$	$E_2$		
1	157	179	1,028	0,027
2	180	211	0,990	0,030
3	212	242	0,971	0,026
4	243	276	1,031	0,023
5	277	336	1,027	0,027
6	337	430	0,962	0,029
7	431	514	1,042	0,031
8	515	608	1,000	0,028
9	609	740	1,005	0,032
10	741	925	0,965	0,035
11	928	1200	1,020	0,043
12	1206	1573	1,001	0,035
13	1580	2140	0,960	0,037

Усредненное по всем интервалам значение  $\eta = 1,00 \pm 0,01$ . Следовательно, в пределах полученной статистической точности  $\pm 1\%$  результаты указывают на отсутствие различий в сечениях на выстроенных и неориентированных ядрах в области энергий нейтронов 0,15 – 2,15 кэВ.

Рассмотрим теоретические оценки ожидаемых изменений сечения деления на выстроенных ядрах в случае взаимодействия р-нейтронов. Считая, что сечение деления ведет себя аналогично полному сечению поглощения, можно написать [2]:

$$\sigma_f = \sigma_f^0 (1 + f_2 \Phi_3 F_3),$$

где  $\sigma_f$  и  $\sigma_f^0$  – сечения деления соответственно для выстроенных и неориентированных ядер;  $f_2$  – степень выстроенности;

$$\Phi_3 = 3(\vec{k} \vec{N})^2 - 1$$

( $\vec{k}$  и  $\vec{N}$  – единичные векторы в направлении пучка нейтронов и оси выстраивания, эти направления у нас совпадают и  $\Phi_3 = 2$ );  $F_3$  –

функция, зависящая от спинов уровней, значения которой расположены в области от  $-0,5$  до  $+0,5$ . В случае р-уровней со спинами  $J = I \pm 3/2$  ( $I$  – спин исходного ядра урана-235, равный  $7/2^-$ ) функция  $F_3$  равна определенному числу:

$$\text{при } J = I - 3/2 \quad F_3 = -0,5 ;$$

$$\text{при } J = I + 3/2 \quad F_3 = -0,23$$

Для р-уровней со спинами  $J = I \pm 1/2$  функция  $F_3$  зависит от отношения  $x = \gamma_-/\gamma_+$ , вероятностей образования ядра по разным входным спиновым каналам (спин канала  $S = I \pm 1/2$ ;  $\gamma_-$  и  $\gamma_+$  – амплитуды парциальных нейтронных ширин;  $\gamma_-^2 + \gamma_+^2 = \Gamma_n$ ). При захвате р-нейтронов оба спиновых канала приводят к образованию уровней со спинами  $J = I \pm 1/2$ . В зависимости от  $x$  функция  $F_3$  может быть положительной и отрицательной, а ее максимальное абсолютное значение порядка  $0,5$ . Следовательно, увеличение сечения на выстроенных ядрах может наблюдаться в р-резонансах для любого спина составного ядра, а уменьшение сечения – только для уровней со спинами  $J = 3^+$  и  $J = 4^+$ .

Авторы благодарны С.М. Миронову за изготовление монокристаллов уранил-рубидий-нитрата, М.В. Марченкову за участие в создании спектрометра и в измерениях.

### Список литературы

1. Гонин Н.Н. и др. Эффекты ориентации спина ядра мишени в делении  $^{235}\text{U}$  нейтронами. – Письма в ЖЭТФ, 1982, т. 35, вып. 4, с. 176 – 178.
2. Алфименков В.П. и др. Взаимодействие поляризованных резонансных нейтронов с ориентированными ядрами: Препринт ОИЯИ Р4-6576. Дубна, 1972.
3. Goer D.A. et al. A technique for calibrating carbon resistor thermometers below 2 K. – Cryogenics, 1974, vol. 14, No 1, p. 15 – 20.
4. Гонин Н.Н. и др. Угловая анизотропия осколков при делении ориентированных ядер  $^{235}\text{U}$  нейтронами с энергией 10 – 150 кэВ. – Ядерная физика, 1975, т. 22, вып. 4, с. 692 – 700.

5. Барабанов А.Л., Гречухин Д.П. Угловое распределение нейтронов деления ориентированных ядер: Препринт ИАЭ-3641/2. М., 1982.
6. Квитко И.Н., Осочников А.А. Многоканальная система регистрации нейтронов деления с дискриминацией формы импульсов от нейтронов и гамма-квантов в сцинтилляционном детекторе, работающем в режиме насыщения пространственного заряда ФЭУ (метод Оуэна): Препринт ИАЭ-3013. М., 1978.
7. Moore M.S. et al. Spin determination of resonance structure in ( $^{235}\text{U} + n$ ) below 25 keV. — Phys. Rev. C, 1978, vol. 18, No 3, p. 1328 — 1348.
8. Mughabghab S.F., Garber D.I. Neutron cross sections, vol. 1. Resonance parameters, BNL-325, 1973.

Редактор С.А. Руцкая  
Технический редактор Н.И. Мазаева  
Корректор В.П. Горячева

Т-10638. 14.06.83. Формат 60x90/16. Уч.-изд. л. 1,2  
Тираж 120. Индекс 3624. Заказ 1258

Отпечатано в ИАЭ

**15 коп.**

**Индекс 3624**

**Препринт ИАЭ-3862/2. М., 1983**