

ЛЕНИНГРАДСКИЙ ОРДЕНА ЛЕНИНА ПОЛИТЕХНИЧЕСКИЙ ИНСТИТУТ

ИМ. М.И.КАЛИНИНА

КАФЕДРА ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЙ ЯДЕРНОЙ ФИЗИКИ.

ДИПЛОМНАЯ РАБОТА

"НАБЛЮДЕНИЕ СПОНТАННО ДЕЛЯЩЕГОСЯ ИЗОМЕРА ^{242}Am В РЕАКЦИИ
РАДИАЦИОННОГО ЗАХВАТА ТЕПЛОВЫХ НЕЙТРОНОВ С ПОМОЩЬЮ ИСКРО-
ВОГО СЧЕТЧИКА ОСКОЛКОВ ДЕЛЕНИЯ".

Д и п л о м а н т -

/ЛАЗАРЕВ Д.А./

Научный руководитель:

старший научный сотрудник,

кандидат физ.мат.наук:-

Тангровский ТАНГРСКИЙ Д.П./

Р е ц е н з е н т -

мл. научный сотрудник

Марков МАРКОВ Б.Н./

ЛАБОРАТОРИЯ ЯДЕРНЫХ РЕАКЦИЙ ОИЯИ

Дубна, 1969.

СОДЕРЖАНИЕ

	стр.
ГЛАВА I. ВВЕДЕНИЕ И ПОСТАНОВКА ЗАДАЧИ	
§ 1. Спонтанно делящиеся изомеры	1
§ 2. Гипотеза изомерии формы.....	6
§ 3. Реакция $Am^{241}(n,\gamma)Am^{242mf}$.	
Постановка задачи	7
ГЛАВА II. ИСКРОВОЙ СЧЕТЧИК ОСКОЛКОВ ДЕЛЕНИЯ.....	
§ 1. Условия эксперимента и требования к детек- тору осколков деления	10
§ 2. Основные свойства многоконтурного искрового счетчика	11
Конструкция и схема включения.....	
§ 3. Исследование свойств искрового счетчика в настоящей работе.....	15
ГЛАВА III. МЕТОДИКА ЭКСПЕРИМЕНТА	22
ГЛАВА IV. РЕЗУЛЬТАТЫ ЭКСПЕРИМЕНТА И ИХ ОБСУЖДЕНИЕ.....	25
ВЫВОДЫ	29
ЛИТЕРАТУРА	30

ГЛАВА I. ВВЕДЕНИЕ И ПОСТАНОВКА ЗАДАЧИ.

Открытием в Лаборатории ядерных реакций ОИЯИ спонтанно делящегося изомера $Am^{242mf\ X)}$ [1] было положено начало широкому исследованию качественно новых изомерных состояний ядер тяжелых элементов. Основная особенность этих состояний заключается в том, что их разрядка осуществляется исключительно путем спонтанного деления за аномально короткие времена. К настоящему времени открыто большое число делящихся изомеров и накоплен значительный экспериментальный материал по их изучению [2-6]. Одновременно с этим было предпринято много попыток к объяснению столь необычного и не предсказывавшегося теоретически вида изомерии. К последним годам следует отнести также заметный прогресс в развитии и углублении представлений о барьере деления. Вызванный в значительной мере и открытием делящихся изомеров, в свою очередь, этот прогресс позволил дать одно из наиболее последовательных объяснений их природы.

§ I. Спонтанно делящиеся изомеры.

В настоящее время надежно установлено существование 16 спонтанно делящихся изомеров. Данные по их распространенности и наблюдаемым периодам полураспада для спонтанного деления (T_{mf}) представлены в таблице I. Здесь же приводятся периоды полураспада для спонтанного деления (T_{sf}) соответствующих изотопов в основном состоянии. В качестве примера указываются некоторые из реакций, приводящие к образованию делящихся изомеров, а также сечения этих реакций σ_{mf} .

х) Символом mf обозначаются изомеры, распадающиеся путем спонтанного деления.

Как видно из таблицы, наибольшее число делящихся изомеров обнаружено для изотопов *Am* и *Pu* с числом нейтронов $N = 142-149$. Сечения образования изомеров малы и лежат на уровне $10^{-28} - 10^{-31}$ см².

Таблица I.

Изотоп	T_{mf} , сек	T_{sf} , годы	Тип реакции	Энергия налетающей частицы, E МэВ	Сечение образования $\sigma_{mf}, 10^{-30}$ см ²
⁹⁸ Cf ²⁴⁶	$5 \cdot 10^{-8}$	$2,1 \cdot 10^3$	(C ¹² , 4n)	70	0,1
⁹⁵ Bm ²³⁸	$6,6 \cdot 10^{-5}$		(p, 2n)	14	4,5
<i>Am</i> ²³⁹	$1,6 \cdot 10^{-7}$		(d, 2n)	13	1 - 2
			(p, 2n)	13	3 - 5
<i>Am</i> ²⁴⁰	$9 \cdot 10^{-4}$		(d, 2n)	12,1	3,6
<i>Am</i> ²⁴¹	$1,5 \cdot 10^{-6}$	$2,3 \cdot 10^{14}$	(d, 2n)	13	1 - 2
			(p, 2n)	13	3
<i>Am</i> ²⁴²	$1,4 \cdot 10^{-2}$	$9,5 \cdot 10^{11}$	(d, 2n)	12,1	7,6
			(n, 2n)	14	150
<i>Am</i> ²⁴⁴	$1,1 \cdot 10^{-3}$		(n, γ)	1	~20
			(d, p)	13	1
⁹⁴ Pu ²³⁶	$3,5 \cdot 10^{-8}$	$3,5 \cdot 10^9$	(p, 2n)	13	
<i>Pu</i> ²³⁷	10^{-7}		(p, n)	13	
<i>Pu</i> ²³⁹	$> 8 \cdot 10^{-8}$	$5,5 \cdot 10^{15}$	(d, p)	13	1
<i>Pu</i> ²⁴⁰	$9 \cdot 10^{-9}$	$1,2 \cdot 10^{11}$	(d, p)	13	1
<i>Pu</i> ²⁴¹	$3 \cdot 10^{-8}$		(d, p)	13	1
<i>Pu</i> ²⁴²	$5 \cdot 10^{-8}$	$7,3 \cdot 10^{10}$	(d, p)	13	1
<i>Pu</i> ²⁴³	$6 \cdot 10^{-8}$		(d, p)	13	1
⁹³ Np ²³⁸	$2,5 \cdot 10^{-7}$		(d, 2n)	13	~0,5
⁹² U ²³⁶	$1,1 \cdot 10^{-7}$	$2 \cdot 10^{16}$	(d, p)	13	~1,5

Наблюдаемые периоды полураспада изомерных состояний лежат в пределах от $1,4 \cdot 10^{-2}$ до 10^{-8} сек. Спонтанное деление здесь происходит значительно быстрее, чем в основном состоянии, фактор ускорения достигает величин $10^{17} - 10^{30}$.

Однако, попытки наблюдать другие (γ, α) ветви распада изомерных состояний, конкурирующие со спонтанным делением, не имели успеха, так что были установлены лишь верхние границы этих эффектов. Наблюдаемые периоды полураспада связаны именно со спонтанным делением и факт столь сильного запрета радиационных переходов является весьма необычным.

Отсутствие конкурирующих со спонтанным делением способов распада изомерных состояний не позволяет проводить прямое экспериментальное изучение их свойств (энергия возбуждения, спин, четность). В такой ситуации основным источником сведений о спонтанно делящихся изомерах являются ядерные реакции, приводящие к их образованию.

Энергия возбуждения изомерного уровня $E_{m\ddagger}$ считается равной разности порогов реакций, приводящих к основному и делящемуся метастабильному состояниям. Это справедливо в предположении непосредственного заселения изомерного уровня в результате распада составного ядра. Такие эксперименты проделаны для нескольких изомеров; результаты представлены в таблице 2.

Таблица 2.

Изомер	Энергия возбуждения E_{mf} , Мэв	Реакция
Am^{238mf}	3 - 4	$Pu^{239}(p, 2n)$
Am^{239mf}	2,9	$Pu^{240}(p, 2n)$
Am^{240mf}	$3,15 \pm 0,25$	$Pu^{241}(p, 2n)$
Am^{241mf}	2,5	$Pu^{242}(p, 2n)$
Am^{242mf}	$2,9 \pm 0,4$	$Am^{243}(d, 2n)$
Cf^{246mf}	$2,5 \pm 0,5$	$U^{238}(C^{12}, 4n)$

Как видно из таблицы, энергия возбуждения изомерного уровня мало меняется при переходе от ядра к ядру и по величине равна 2,5-3 Мэв. Следует отметить, что в отсутствие других предположений, такой величины энергии возбуждения недостаточно для объяснения наблюдаемых факторов ускорения спонтанного деления.

Для определения спина спонтанно делящихся изомеров в ядерных реакциях исследуется изомерное отношение $\frac{\sigma_{mf}}{\sigma_g}$ (т.е. относительная вероятность образования изотопа в изомерном состоянии) в зависимости от величины среднего спина составного ядра. Ясно, что при большом различии в спинах основного и изомерного состояний $\frac{\sigma_{mf}}{\sigma_g}$ будет сильно зависеть от энергии налетающей частицы и комбинации частица-мишень, поскольку этим и достигается изменение спина составных ядер. Наиболее полно изученным в этом отношении изомером является Am^{242mf} . Величина $\frac{\sigma_{mf}}{\sigma_g}$ была исследована во многих реакциях, приводящих к его образованию. Эти данные представлены в таблице 3.

Таблица 3.

Тип реакции	Энергия налетающей частицы, МэВ	Средний вносимый орбитальный момент \bar{l} , \hbar	$\frac{\sigma_{mf}}{\sigma_g}$
I группа реакций	$Pu^{242}(p,n)$	9,8	$(2,2 \pm 0,8)10^{-4}$
	$Pu^{242}(d,2n)$	12,1	$(4,0 \pm 0,8)10^{-4}$
	$Am^{243}(n,2n)$	14	$\sim 4 \cdot 10^{-4} x$
	$U^{238}(B^{11}, d3n)$	60	$(4,3 \pm 1,5)10^{-4}$
	$Am^{241}(n,\gamma)$	1	$\sim 2 \cdot 10^{-4} x$
II группа реакций	$Am^{241}(n,\gamma)$	тепловая	$< 5 \cdot 10^{-7}$
	$Am^{241}(d,p)$	13	$\sim 10^{-5} x$
	$Am^{243}(d,t)$	13	$< 3 \cdot 10^{-7}$
	$Am^{241}(Ne^{22}, Ne^{23})$	127	$(3 \pm 1,5) \cdot 10^{-5}$
	$Am^{243}(Ne^{22}, Ne^{21})$	127	$< 2 \cdot 10^{-6}$

Рассмотрим первую группу реакций. Все эти реакции протекают с образованием составного ядра. Как это видно из таблицы, при изменении в широких пределах орбитального момента, вносимого налетающей частицей в ядро, изомерное отношение остается практически постоянным, $\frac{\sigma_{mf}}{\sigma_g} = (2-4)10^{-4}$. Это свидетельствует о том, что спин делящегося изомера мал и не превышает нескольких единиц \hbar . На основании подобных экспериментов делается вывод о малом спине и для других изомеров (Am^{240}, Am^{244}).

Вторая группа реакций в таблице 3 обнаруживает гораздо меньшие изомерные отношения, $\frac{\sigma_{mf}}{\sigma_g} = 10^{-5} - 10^{-7}$. Как правило, это прямые реакции, идущие без образования составного ядра, т.е. при относительно низких энергиях возбуждения. Реакция радиационного захвата

x) выход изотопа в основном состоянии не измерялся, а оценивался по близким реакциям.

нейтронов является связующим звеном; принадлежность ее к той или другой группе определяется энергией нейтронов. Именно вторая группа реакций представляет значительный интерес при выяснении природы делящихся изомеров.

§ 2. Гипотеза изомерии формы.

Основная трудность при объяснении природы делящихся изомеров заключается в отыскании причин сильного запрета радиационных переходов в основное состояние и, одновременно, значительного увеличения вероятности спонтанного деления для уровней с энергией около 2,5 - 3 Мэв и малым спином.

Было предложено несколько различных по характеру гипотез, так или иначе объяснявших необычные свойства делящихся изомеров значительным различием в деформациях основного и изомерного состояний [7]. Высказанная в весьма общем виде, гипотеза изомерии формы приобрела конкретное содержание в связи с появлением работ В.М.Струтинского [8,9]. В этих работах рассматривается оболочечная поправка к полной энергии деформации ядра, вычисленной на основе модели жидкой капли. Показано, что оболочечная поправка может достигать величины ~ 3 Мэв, для тяжелых ядер это составляет $\sim 50\%$ барьера деления. Поправка имеет осциллирующий характер. Ее учет приводит к появлению второго, более мелкого минимума в потенциальной энергии некоторых ядер при деформациях, значительно превышающих равновесную (первый минимум соответствует основному состоянию). В частности, такой эффект предсказывается для ядер с числом нейтронов в области $N = 148$. Рассмотрение Струтинского касалось четно-четных ядер, однако, подобные эффекты можно ожидать и для соседних нечетных ядер.

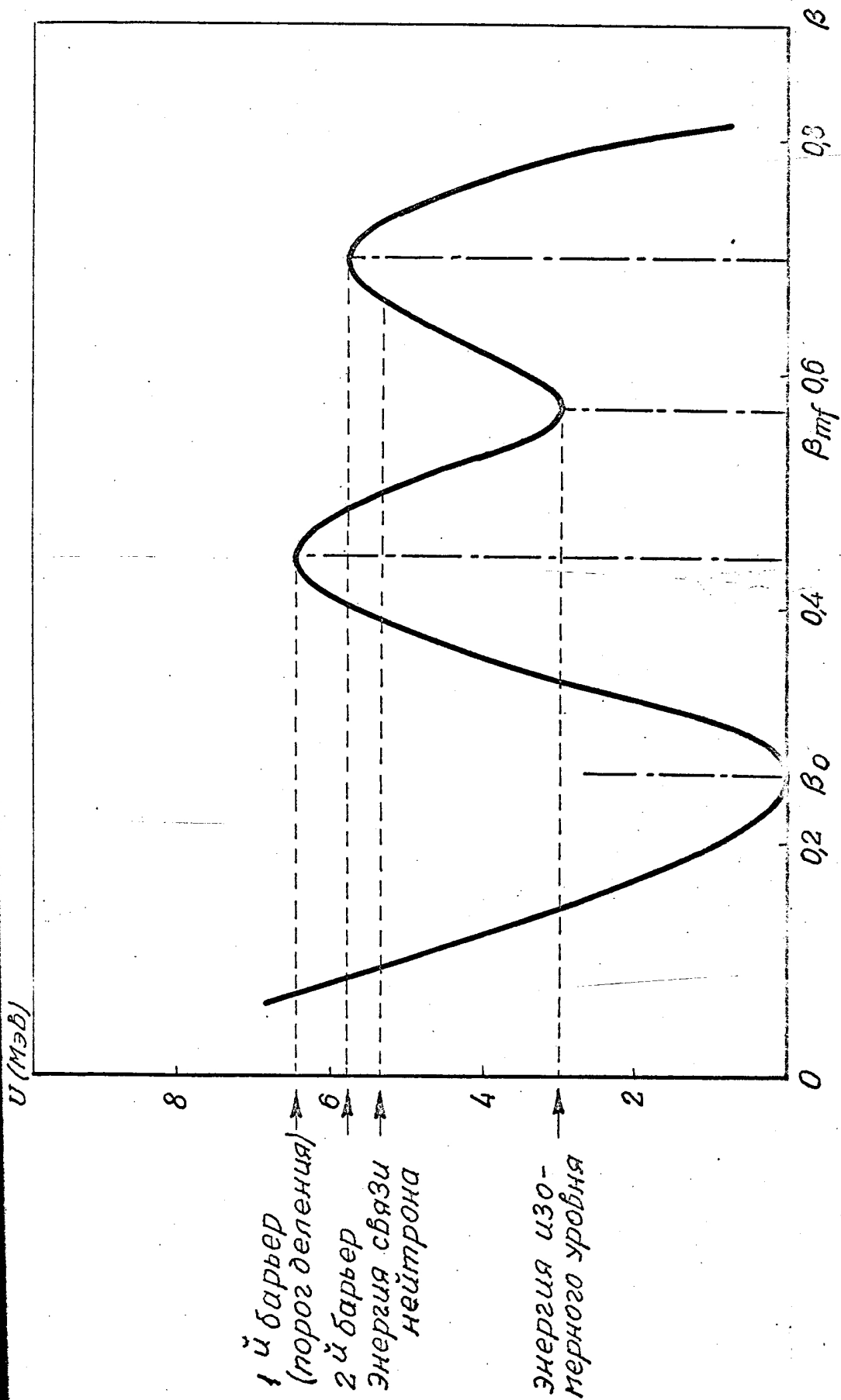


Рис.1. Зависимость потенциальной энергии ядра от деформации.

Теперь, если считать делящееся изомерное состояние расположенным на дне второй, более мелкой ямы (рис. I) при большой, но относительно устойчивой деформации β_m , то, по крайней мере качественно, можно понять его природу. Запрет на радиационные переходы может быть в таком случае естественно объяснен наличием потенциального барьера между двумя минимумами $U(\beta)$. Сильное ускорение спонтанного деления обусловлено значительной энергией возбуждения изомерного состояния и, одновременно, большой деформацией. В настоящее время такое представление о форме барьера деления не противоречит ни одному из экспериментальных фактов. Более того, оно находит все новые подтверждения. Одним из таких подтверждений может служить существование подбарьерных резонансов с большой делительной шириной, обнаруженных при захвате медленных нейтронов некоторыми ядрами [10, II]. Возможно, подобные резонансы обусловлены энергетическими уровнями ядра во второй потенциальной яме, более редкими, чем в первой, и обладающими большей делительной шириной (вторая яма лежит выше первой), а тонкая структура этих широких резонансов есть проявление состояний ядра в первой яме.

§ 3. Реакция $Am^{241}(n, \gamma)Am^{242mf}$.

Постановка задачи.

В связи с гипотезой изомерии формы приобретает интерес реакция (n, γ) , приводящая к делящемуся изомеру Am^{242mf} . Барьер деления Am^{242} равен 6,4 МэВ, в то время как энергия связи последнего нейтрона в этом ядре только 5,5 МэВ. Если делящемуся изомерному состоянию отвечает большая деформация, то измеряя сечение образования изомера σ_{mf} в зависимости от энергии

нейтронов можно получить сведения о структуре потенциального барьера.

Сечение образования Am^{242} в реакции радиационного захвата нейтронов с энергиями от 0,5 до 3 Мэв изучалось в работе [6]. Оно представлено на рис.2, здесь же показано сечение деления σ_f Am^{241} нейтронами [12] (сечение деления приведено к энергетическому разрешению 0,8 Мэв, имевшему место для энергий нейтронов в работе [6]).

Как видно из рисунка, в области энергий 0,5 - 1,5 Мэв сечение σ_{mf} обнаруживает резкий рост, что является необычным для реакций (n, γ) на тяжелых ядрах: с увеличением энергии их сечение падает из-за уменьшения вероятности захвата нейтронов ядром и усиления конкуренции со стороны деления. Обращает на себя внимание и тот факт, что сечение мгновенного деления и сечение образования изомера растут одинаково быстро, так что их отношение почти не меняется. Максимум σ_{mf} соответствует энергии возбуждения, приблизительно равной барьеру деления Am^{242} . Гипотеза изомерии формы позволяет объяснить эту реакцию. Если предположить, что изомерное состояние лежит на дне второй потенциальной ямы (рис.1), то рост сечения образования изомера, так же как и рост сечения деления, в этой области энергий можно объяснить увеличением проницаемости одного и того же потенциального барьера, разделяющего основное и делящееся метастабильное состояния.

Важно проверить, сохраняется ли замеченная корреляция между σ_{mf} и σ_f при других, более низких энергиях нейтронов. По мере снижения энергии нейтронов до тепловой, хоть проницаемость барьера сильно уменьшается, сечение деления σ_f снова растет [13]

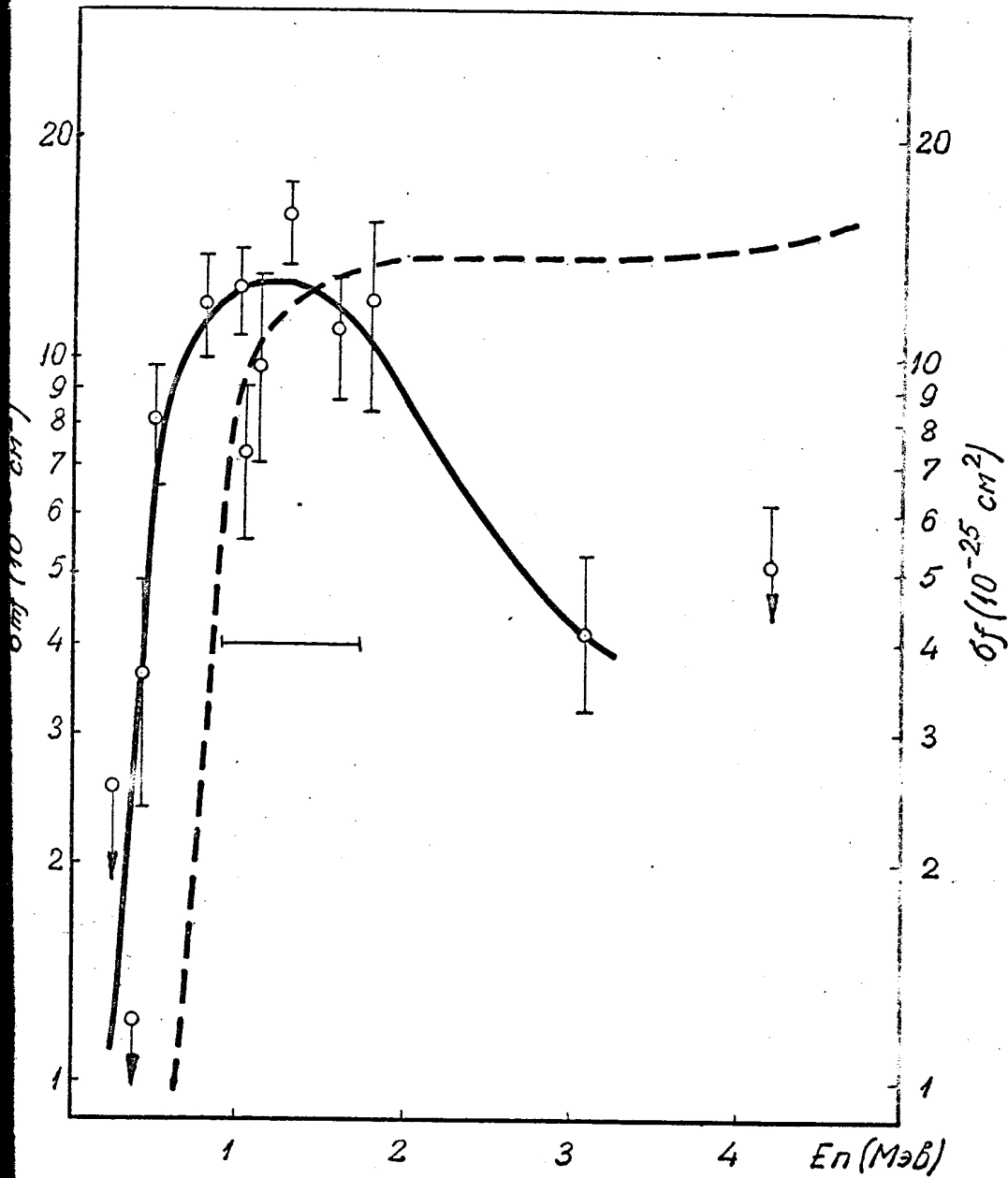


Рис. 2 . Функция возбуждения реакции $^{241}\text{Am}(p,\gamma)^{242m}\text{Am}$.
 Пунктиром показано сечение деления ^{241}Am нейтронами.

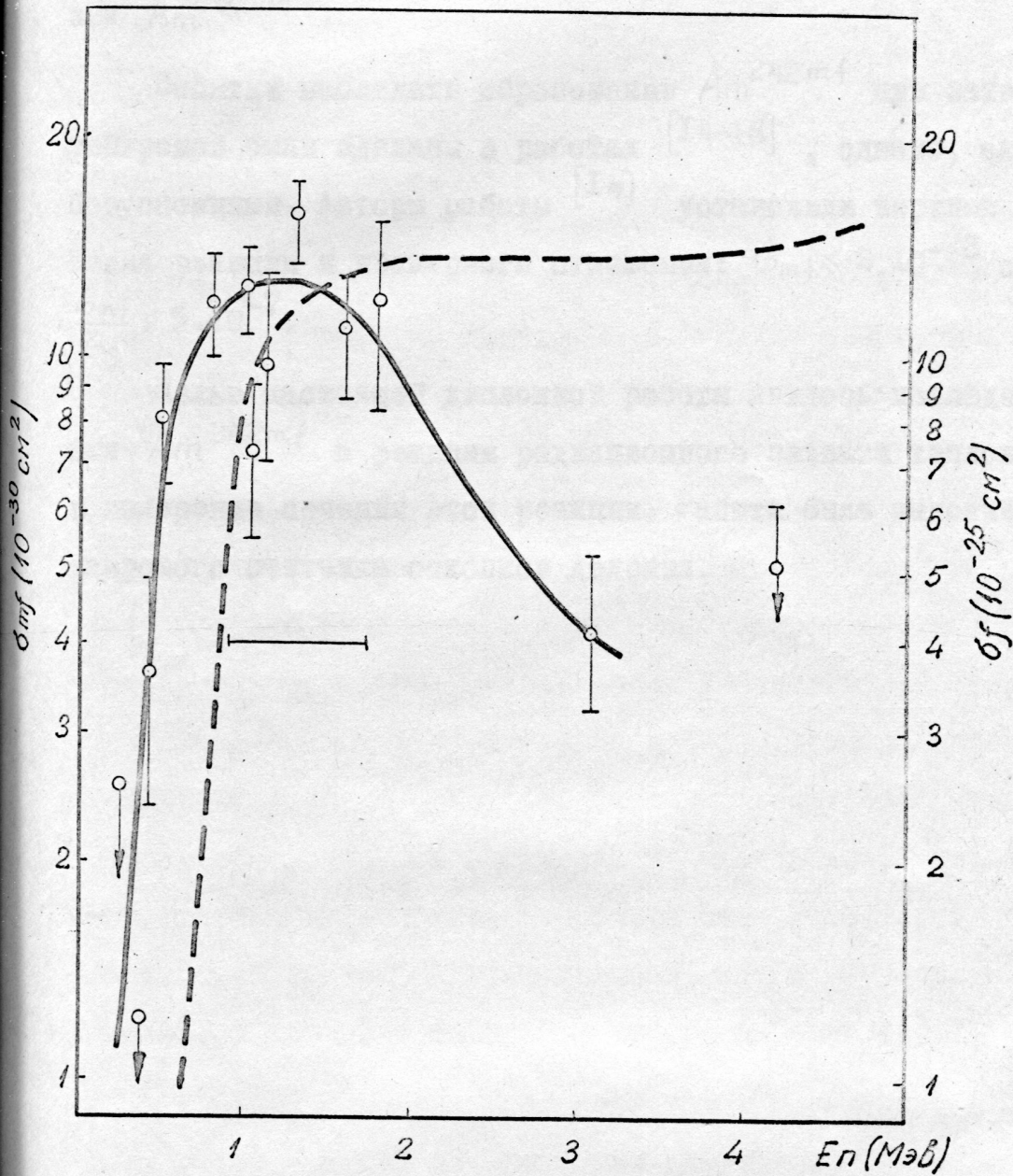


Рис. 2 . Функция возбуждения реакции $^{241}\text{Am}(n, \gamma)^{242m}\text{Am}$.
 Пунктиром показано сечение деления ^{241}Am нейтронами.

в основном из-за увеличения сечения захвата нейтрона. Вопрос состоит в том, будет ли при этом переходе расти и сечение образования Am^{242mf} .

Попытки наблюдать образование Am^{242mf} при захвате тепловых нейтронов были сделаны в работах [14-16], однако, они оказались безуспешными. Авторы работы [14] установили верхнюю границу сечения реакции и изомерного отношения: $\sigma_{mf} \leq 3 \cdot 10^{-28} \text{ см}^2$,
 $\frac{\sigma_{mf}}{\sigma_g} \leq 5 \cdot 10^{-7}$.

Целью настоящей дипломной работы явилось наблюдение образования Am^{242mf} в реакции радиационного захвата тепловых нейтронов и измерение сечения этой реакции. Работа была выполнена с помощью искрового счетчика осколков деления.

ГЛАВА II. ИСКРОВОЙ СЧЕТЧИК ОСКОЛКОВ ДЕЛЕНИЯ.

§ I. Условия эксперимента и требования к детектору осколков деления.

Условия настоящего эксперимента требовали внимательного подхода к выбору детектора осколков деления. Уже отмечалось, что сечения образования спонтанно делящихся изомеров малы и для реакций с нейтронами по порядку величины составляют $10^{-28} - 10^{-30}$ см². В то же время Am^{241} , использовавшийся в качестве мишени, имеет короткий период α -распада $T_{1/2} = 458$ лет, полная активность мишени составляла $\sim 2 \cdot 10^9 \frac{\alpha}{\text{сек}}$. Таким образом, требовалось наблюдать весьма редкие акты спонтанного деления Am^{242mf} в присутствии столь интенсивного α -излучения. Эффективность применения таких детекторов, как ионизационная камера, пропорциональный счетчик, сцинтилляционный (газовый) счетчик здесь резко снижается из-за фона, образующегося в результате многократных наложений импульсов от отдельных α -частиц; любой из этих детекторов одинаково хорошо регистрирует как осколки деления, так и α -частицы (разница заключается лишь в оптимальном выборе параметров).

Уровень фона для этих детекторов определяется полной α -активностью мишени, их временным разрешением, а также соотношениями между амплитудами импульсов от осколков и α -частиц. При еще сравнительно низком уровне фона от многократных наложений с ионизационной камерой можно работать с мишенями активностью до $5 \cdot 10^7$ α /сек, с газовыми сцинтилляционными детекторами - на порядок больше.

В последние годы успешно применяются диэлектрические детекторы, надежно дискриминирующие осколки от α -частиц [17]. Однако, их использование в данном эксперименте связано со значительными трудностями механической синхронизации работы таких детекторов с импульсной работой ускорителя (см. гл. III).

Поскольку ни один из перечисленных детекторов не отвечает в полной мере требованиям эксперимента, в настоящей работе был исследован и применен для регистрации осколков деления многоконтурный искровой счетчик.

§ 2. Основные свойства многоконтурного искрового счетчика.

Конструкция и схема включения.

Впервые для детектирования осколков деления искровой счетчик применен в работе [18], изучению его свойств посвящены также работы [19-22]. Укажем свойства, определяющие работу многоконтурного искрового счетчика:

- 1) сильная зависимость эффективности регистрации от удельной ионизации излучения,
- 2) локальный характер газового разряда,
- 3) малое разрешающее время, $t_p \sim 10^{-8}$ сек,
- 4) регистрация осколков при более низком напряжении, чем это требуется для α -частиц.

Эти качества позволяют существенно снизить вероятность многократных наложений. Ясно, что здесь вероятность многократных наложений будет определяться не общим числом α -частиц, попадающих в счетчик, а удельной плотностью α -излучения. Для возникновения наложения необходимо не только одновременное попадание α -частиц

в счетчик, но и локальное создание необходимой для пробоя плотности ионизации. При обычном нанесении α -активного материала на мишень, его удельная активность не превышает $10^8 - 10^9$ α /сек. см² (в нашем эксперименте $\sim 6 \cdot 10^7$ α /сек.см²). При этом вероятность многократного наложения можно пренебречь. Остается лишь фон от отдельных α -частиц. Соответствующим выбором геометрии электрического поля, наполняющего газа и режима работы счетчика эффективность регистрации α -частиц может быть снижена до 10^{-11} %, или еще ниже. В то же время эффективность регистрации осколков деления сохраняется на уровне 30-40%, так что величина $\frac{\Sigma_f}{\Sigma_\alpha}$ достигает 10^{12} .

Дискриминирующие свойства искрового счетчика можно понять, учитывая, что для быстрого возникновения искрового пробоя, который вызывается уже первой лавиной электронов (что, по-видимому, и имеет место в искровом счетчике), необходимо образование некоторого минимального количества электронов в этой лавине N_0 , т.е. необходимо выполнение условия [22,23]

$$n \cdot G \gg N_0, \quad (I)$$

где n - число первичных электронов, образованных заряженной частицей в критическом объеме ($G > 1$) разрядного промежутка,

G - фактор газового усиления,

$$N_0 \approx 10^8.$$

Величины n для осколков и α -частиц пропорциональны их удельным ионизационным потерям и поэтому различаются на два-три порядка. Поэтому нетрудно подходящим выбором параметров и режима работы

искрового счетчика получить такое G , что условие (1) будет выполняться с достаточным запасом для осколков, оставаясь сильно нарушенным для α -частиц. К безусловным преимуществам искрового счетчика нужно отнести простоту конструкции и большую величину импульса (вплоть до сотен вольт) при малом фронте ($t_{\phi} \sim 10^{-8}$ сек).

Основными конструктивными элементами счетчика (рис.3 и 4) являются анод, выполненный в виде сетки из тонких вольфрамовых нитей и катод с хорошо полированной и хромированной поверхностью. Диаметр нитей анода 0,1 мм, шаг сетки 2-5 мм. Нити натянуты на металлическое кольцо, как показано на рис.4. Электроды разделены тефлоновой или плексигласовой прокладкой, форма которой исключает разряд по ее поверхности. Межэлектродное расстояние равно 2 мм. Мишень с активным материалом расположена на расстоянии 3-4мм от сетки анода. Все эти элементы помещены в вакуумную камеру. Счетчик может работать при наполнении различными газами и смесями газов.

Схема включения искрового счетчика показана на рис.3. Напряжение питания V_a выбирается таким, чтобы в счетчике существовал стабильный коронный разряд (в наших условиях не требовалось V_a больше, чем 2 кВ). Поскольку через счетчик течет ток коронного разряда, напряжение, приложенное непосредственно к электродам счетчика $V_{эфф}$ меньше, чем V_a

$$V_{эфф} = V_a - I_k R, \quad (2)$$

где I_k - коронный ток,

R - высокоомное сопротивление, включенное в анод счетчика.

Благодаря соотношению (2), коронный разряд стабилизирует работу счетчика. Пока в счетчике не зажглась корона ($I_k=0$), $V_{эфф}=V_a$.

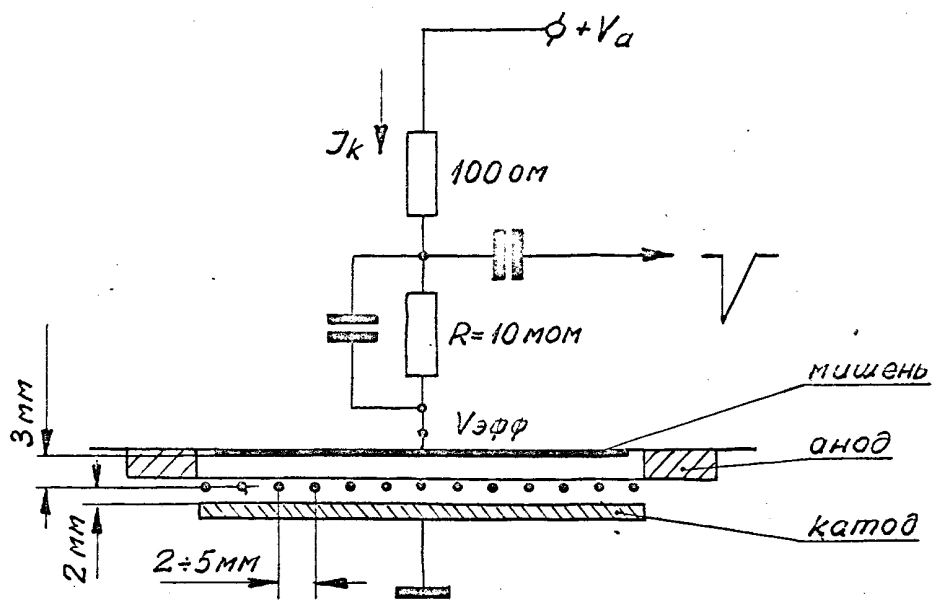


Рис. 3 . Основные элементы и схема включения искрового счетчика.

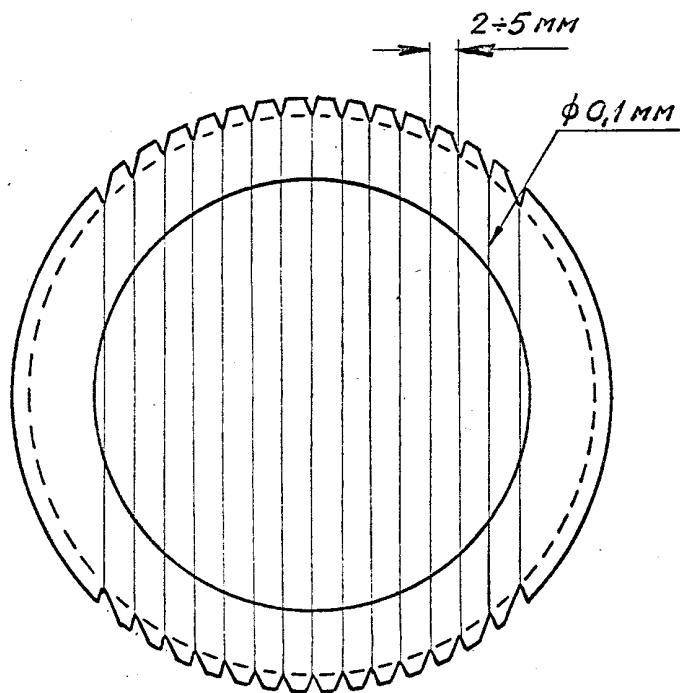


Рис. 4 . Анод искрового счетчика.

По достижении начального напряжения короны, $V_{эфф}$ существенно замедляет свой рост при дальнейшем увеличении V_a : при увеличении напряжения питания в два-три раза по сравнению с начальным напряжением короны, $V_{эфф}$ увеличивается лишь на 10-20%. Степень такой стабилизации растет с ростом R , одновременно растет протяженность и уменьшается наклон (рис.5) "плато" на счетной характеристике (зависимость скорости счета от напряжения V_a), поскольку эти факторы определяются тем, насколько быстро $V_{эфф}$ становится равным статическому пробивному напряжению для данного разрядного промежутка. Ввиду малого изменения $V_{эфф}$ понятие плато на счетной характеристике носит несколько условный характер. В отсутствие коронного разряда в счетчике дискриминация осколков от α -частиц была бы возможна лишь в очень небольшой области приложенных напряжений.

С другой стороны, сопротивление R является гасящим. После искрового пробоя напряжение ($V_{эфф}$) на счетчике восстанавливается с постоянной времени $\tau = RC_{сч.}$ ($C_{сч.}$ - емкость счетчика, десятки пикофарад), поэтому увеличение R , улучшая счетные характеристики, в то же время приводит к увеличению мертвого времени, что всегда нежелательно.

Добавочную стабилизацию работе счетчика придает ионизационный ток, обусловленный α -частицами мишени (этот ток несколько растет с ростом V_a). Многими авторами отмечалось, что счетчик более устойчиво работает с мишенями, имеющими большую α -активность. Подобный эффект наблюдался и в настоящей работе.

Импульс снимается с малой части анодного сопротивления, как это показано на рис.3. Теперь перейдем к результатам, полученным в настоящей работе.

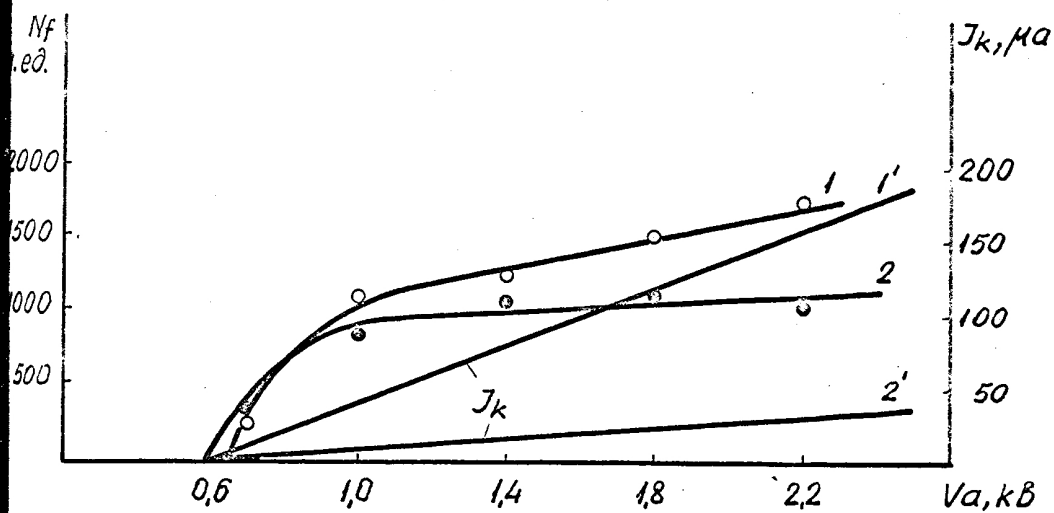


Рис. 5 . Счетные и коронные характеристики для смеси 760 мм Hg He + 4мм Hg Xe в зависимости от величины R.

1,1 - R = 10 мом
2,2 - R = 50 мом

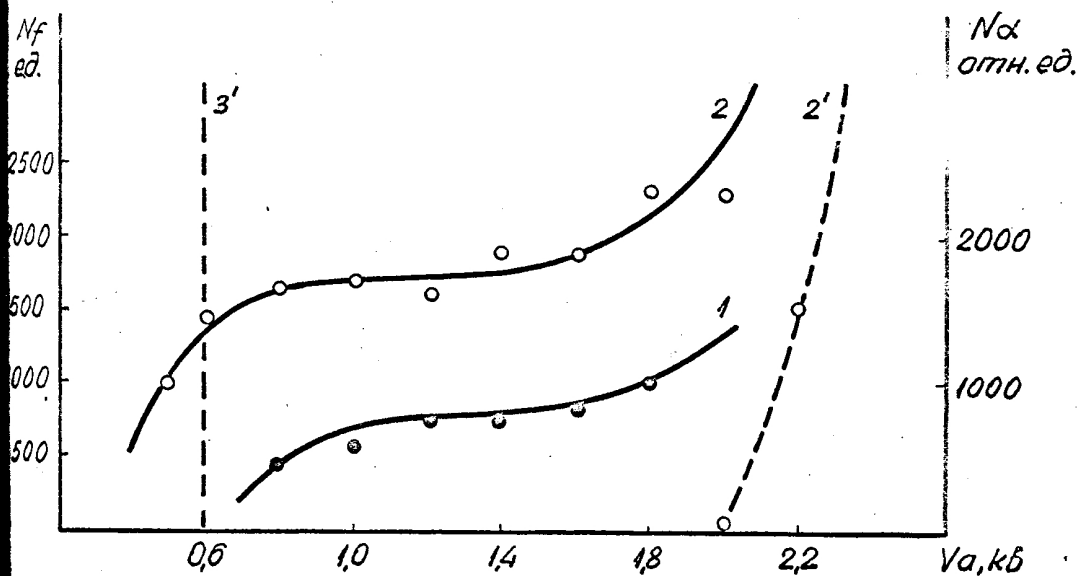


Рис. 6 . Счетные характеристики для наполнения He + Xe. Общее давление смеси 80 мм Hg . Пунктирные кривые относятся к α - частицам.

1 - 95% He + 5% Xe
2, 2' - 90% He + 10% Xe
3' - 75% He + 25% Xe

§ 3. Исследование свойств искрового счетчика в настоящей работе.

3.1. Изучались счетные характеристики, эффективность регистрации осколков деления (ε_f), дискриминирующие свойства и устойчивость работы искрового счетчика при наполнении его различными газами и смесями газов. Определялось влияние общего давления и парциального давления примеси на эти свойства. Использовались инертные газы (He, Xe, Ar, Ne, Kr) и азот. Источником осколков служило деление U^{235} (8,75 мг) тепловыми нейтронами, полученными на нейтронном генераторе НГ-200 Лаборатории ядерных реакций. Абсолютная величина ε_f оценивалась с помощью диэлектрического детектора (слюда) [17] с хорошо известной эффективностью. Расстояние анод-катод в этих экспериментах составляло 2 мм, шаг сетки анода 2,5 мм, рабочее сопротивление $R = 10 \text{ мом}$.

Установлено, что чистые инертные газы как при атмосферном, так и при пониженном ($\sim 100 \text{ мм Hg}$) давлении не могут быть использованы в многокитевом искровом счетчике: при достижении определенного напряжения на электродах начинаются самопроизвольные разряды, не зависящие от внешней ионизации, либо счетчик вообще переходит в состояние непрерывного разряда. Исключение составляет Ar при давлении $\sim 100 \text{ мм Hg}$ (рис. 10), однако, здесь наблюдается сильная нестабильность счета.

Счетчик устойчиво работает и с хорошей эффективностью регистрирует осколки деления при наполнении его смесью $He + 0,5\% Xe$ (по давлению) при общем давлении 760 мм Hg, рис. 5 (N_f и N_d нормированы на одно и то же, одинаковое для всех наполнений, число нейтронов источника; уровень счета осколков $N_f = 1000$ отн. ед. соответствует $\varepsilon_f \approx 26\%$, $N_d = 1000$ отн. ед. соответствует скорости счета α -частиц

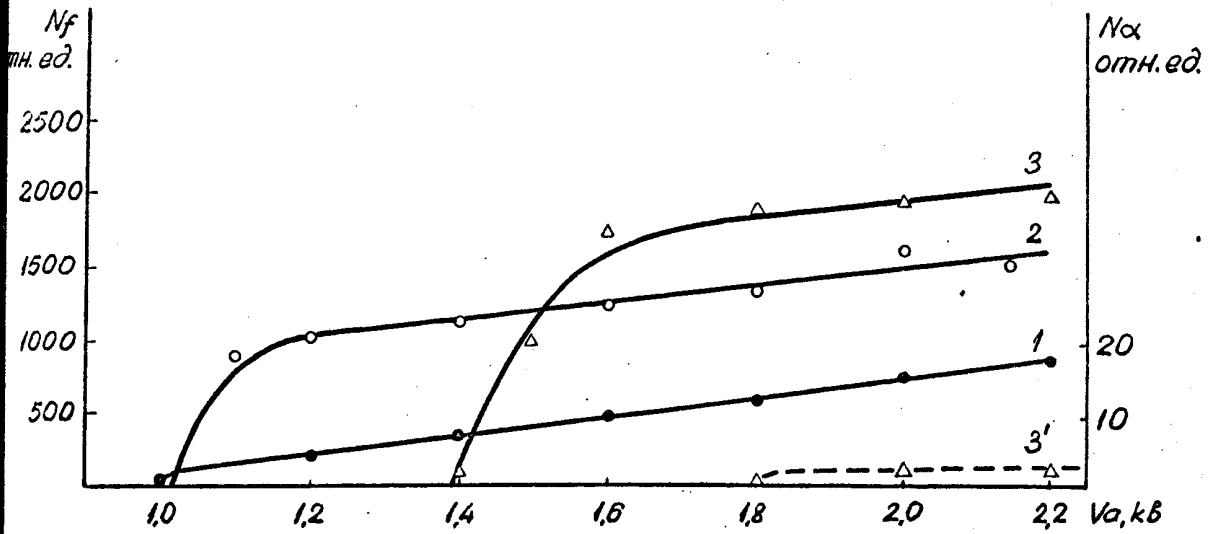


Рис. 7. Счетные характеристики для наполнения He + N₂.
Общее давление смеси 760мм Hg. Пунктирная кривая
относится к α- частицам.

1 - 99,3% He + 0,7% N₂
2 - 98,6% He + 1,4% N₂
3,3' - 96% He + 4% N₂

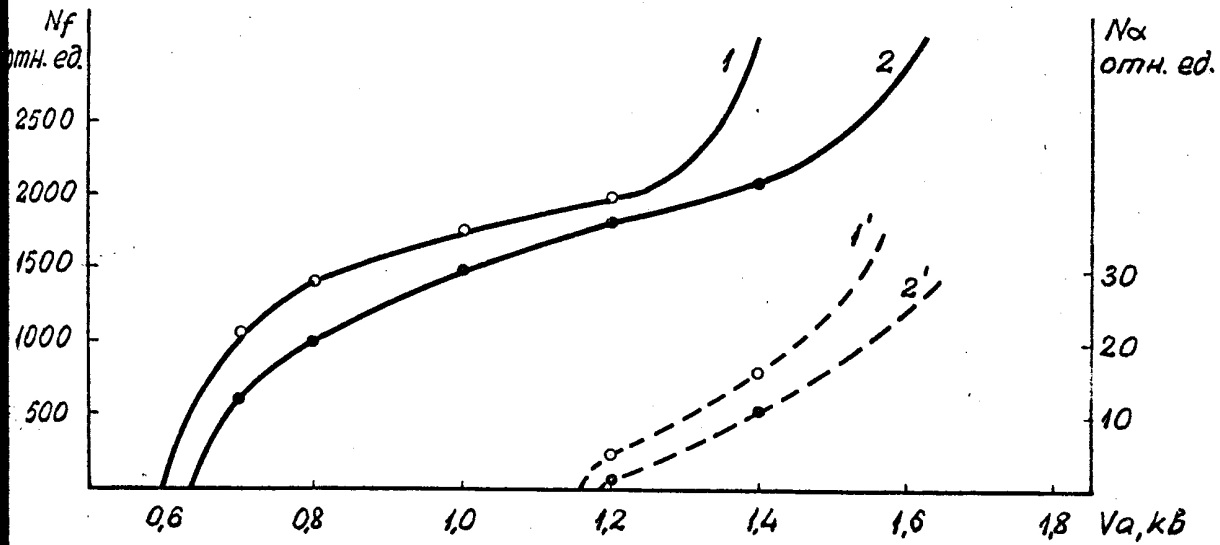


Рис. 8. Счетные характеристики для наполнений He + Kr и
He + Ar. Общее давление смеси 760мм Hg. Пунктир-
ные кривые относятся к α- частицам.

1,1' - 99,5% He + 0,5% Kr
2,2' - 99,5% He + 0,5% Ar

~ 30 I/сек). Этот результат находится в согласии с работой [19]. Показано, что хорошая работа счетчика может быть достигнута в смеси He + Xe и при низком общем давлении (рис.6). Как видно из рисунка, парциальное давление добавки сильно влияет на ε_f и дискриминирующие свойства счетчика. С ростом процента добавки величина ε_f растет, однако, большие добавки резко увеличивают чувствительность счетчика к α -частицам; при добавке Xe в 25% плато на счетной характеристике отсутствует вообще, счет α -частиц и осколков начинается одновременно. Такой же характер влияния примесей наблюдается и для других наполнений как при больших, так и при низких давлениях. Различие состоит лишь в том, насколько сильно проявляется это влияние.

Счетчик хорошо работает также при добавлении небольших количеств (1,5 - 2%) азота в гелий (рис.7). Для смеси He + N₂ качественно наблюдалась менее сильная зависимость эффективности для α -частиц (ε_α) от парциального давления добавки, чем в случае He + Xe, при общем атмосферном давлении. Это является преимуществом наполнения He + N₂. Работа счетчика возможна и при понижении давления смеси He + N₂. Необходимая добавка N₂ здесь увеличивается.

При добавлении Ar, Kr к He счетные характеристики (рис.8) резко растут, почти не обнаруживая плато. Осколки деления от α -частиц могут быть дискриминированы лишь в небольшой области приложенных напряжений V_a и степень этой дискриминации ($\frac{\varepsilon_f}{\varepsilon_\alpha}$) невелика. Работа счетчика часто неустойчива, счет нестабилен. Подобные выводы справедливы и в том случае, когда в качестве основных используются другие инертные газы - Ar, Ne. Счетные характеристики для этих случаев приведены на рис.9 и 10.

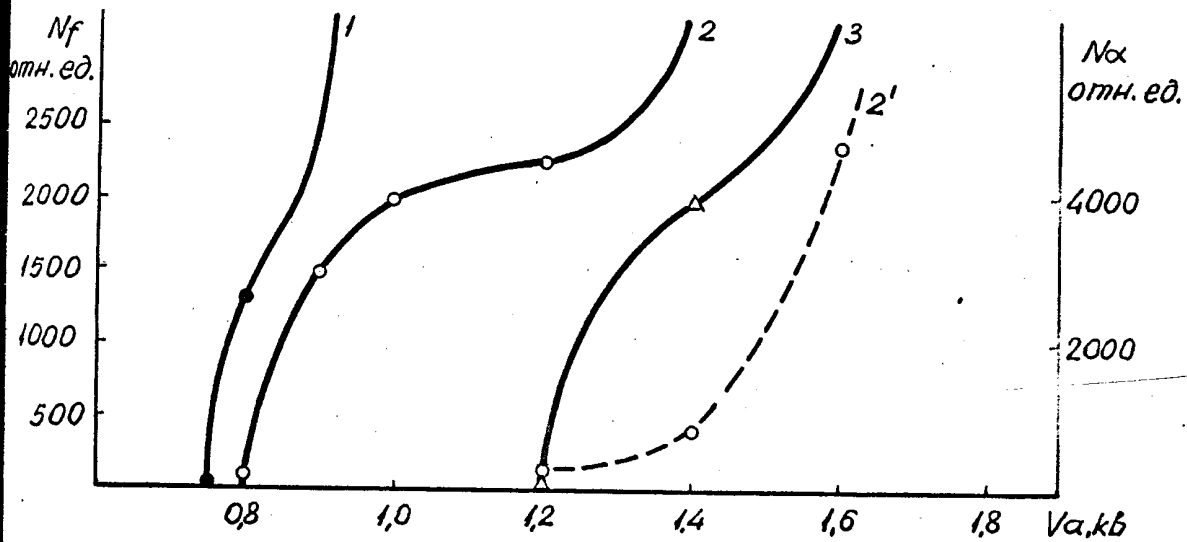


Рис. 9. Счетные характеристики для наполнений Ne + Ar и Ar + Xe. Общее давление смеси 760 мм Hg. Пунктирная кривая относится к α - частицам.

- 1 - Ne + 0,3% Ar
- 2, 2' - Ne + 0,03% Ar
- 3 - 95,5% Ar + 0,5% Xe

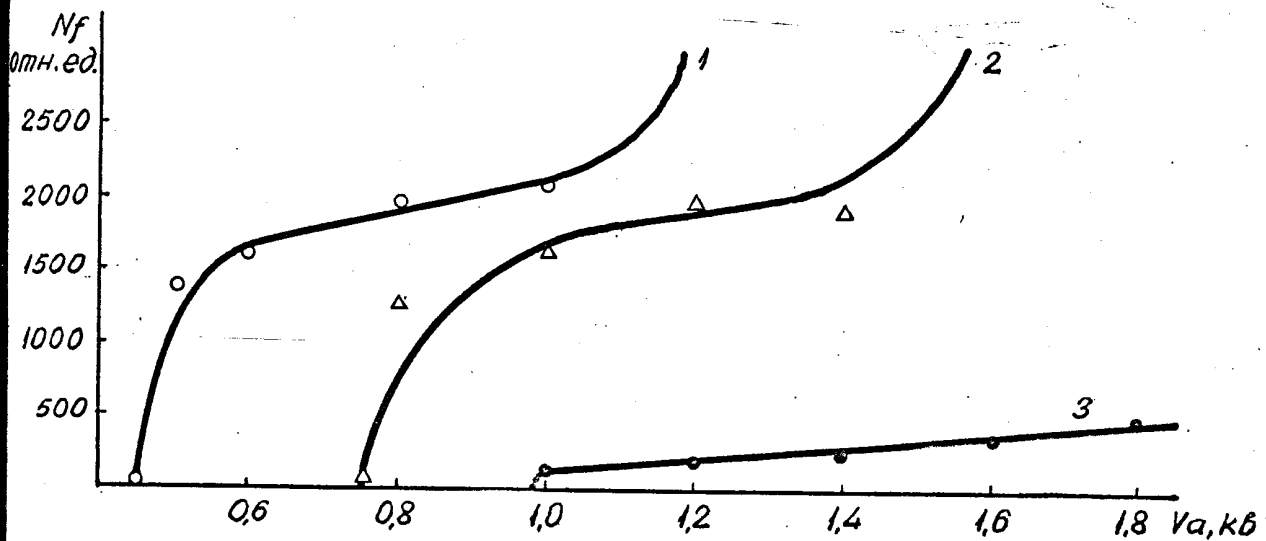


Рис. 10. Счетные характеристики для наполнений Ne + Xe, Ar, Ne + N₂. Общее давление смеси 100 мм Hg.

- 1 - 95% Ne + 5% Xe
- 2 - 100% Ar
- 3 - 80% Ne + 20% N₂

Для всех наполнений было замечено отрицательное влияние органической добавки C_2H_5OH . Счетчик теряет устойчивость в работе, электроды и газ быстро портятся в результате "диссоциации" молекулы C_2H_5OH в искровом разряде и дальнейших химических реакций.

В качестве основного газа можно использовать азот. Счетчик хорошо работает в чистом азоте и в смеси азота с некоторыми добавками при общем давлении ~ 100 мм Hg. Для этих наполнений характерна большая протяженность плато, наклон которого практически отсутствует (рис. I1 и I2). Эффективность регистрации осколков в чистом азоте растет с ростом давления. Однако, одновременно растет и необходимое напряжение питания. Практически более удобно повысить ε_f , добавляя к N_2 небольшое количество Xe (рис. I1) и работая при общем давлении ~ 100 мм Hg. Добавки He, Ar к азоту слабо влияют на величину ε_f и счетные характеристики (рис. I2).

Результаты исследования суммированы в таблице 4. Здесь приводятся оптимальные варианты наполнений, оценки абсолютной величины ε_f и некоторые параметры счетных характеристик для этих наполнений. Эффективность регистрации α -частиц не измерялась, однако, при всех наполнениях в табл. 4 счетчик не считает α -частицы U^{235} в течение нескольких минут. Некоторые из наполнений проверены при использовании мишени Am^{241} активностью $\sim 2 \cdot 10^9$ α /сек; фон, обусловленный α -частицами мишени, составлял ~ 5 имп/час. Это дает оценку $\frac{\varepsilon_f}{\varepsilon_\alpha} \sim 10^{12}$.

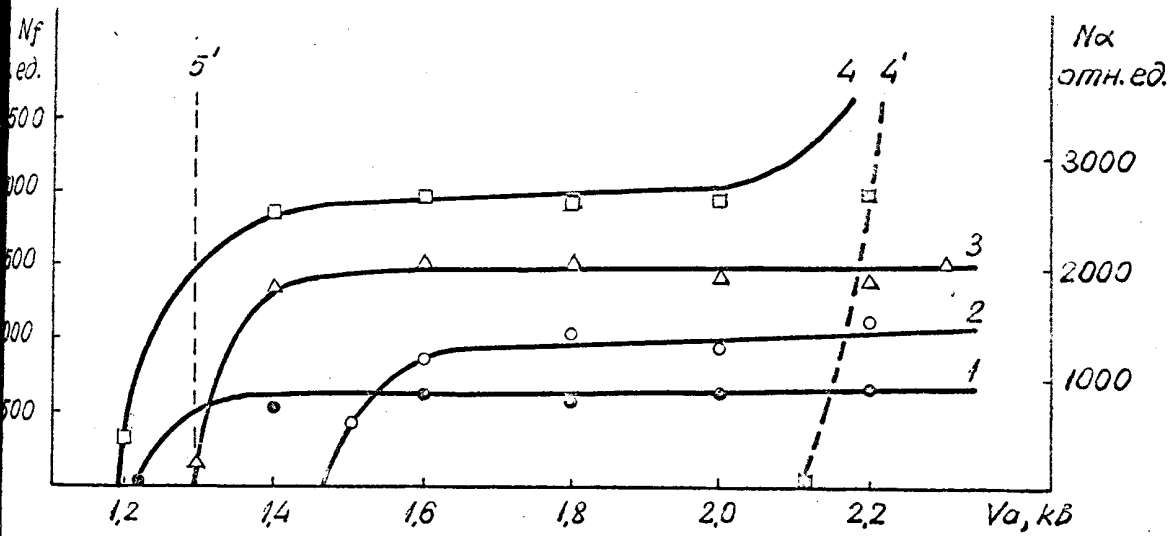


Рис. 11. Счетные характеристики для наполнений N_2 и N_2+Xe .
Пунктирные кривые относятся к α - частицам.

- | | | |
|-------|----------------------|-----------------------------------|
| 1 | - 70 мм Hg N_2 | } общее давление смеси 100 мм Hg. |
| 2 | - 100% N_2 | |
| 3 | - 95% N_2 + 5% Xe | |
| 4, 4' | - 90% N_2 + 10% Xe | |
| 5' | - 80% N_2 + 20% Xe | |

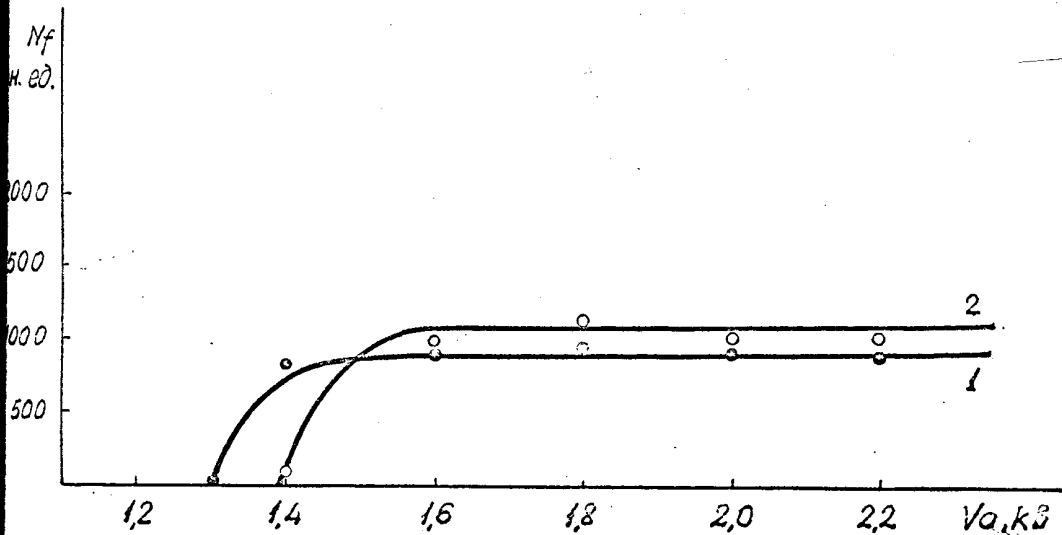


Рис. 12. Счетные характеристики для наполнений N_2+He и N_2+Ar .
Общее давление смеси 100 мм Hg.

- | | |
|---|----------------------|
| 1 | - 75% N_2 + 25% He |
| 2 | - 95% N_2 + 5% Ar |

Таблица 4.

Наполнение	Общее давление смеси, мм Hg	ε_f , %	Длина плато, кв	Начальное напряжение счета осколков, кв
He + 0,5% Xe	760	40	1,2	0,7
He + 1,5% N ₂	760	40	>1,1	1,1
N ₂	100	26	>0,8	1,5
N ₂ + 7,5% Xe	100	35	1,0	1,3
N ₂ + 5% Ar	100	28	>0,8	1,4
N ₂ + 25% He	100	25	>0,9	1,3
He + 7,5% Xe	80	40	1,0	0,5

Итак, наилучшими основными газами признаны He и N₂. В этих случаях может быть достигнута эффективность счета осколков ~40% при плато ~1кв и невысоком напряжении питания (1-2кв).

Парциальное давление добавки сильно влияет на ε_α , изменение этого давления в 2-3 раза приводит к изменению ε_α в 10⁸ - 10⁹ раз, величина ε_f при этом меняется гораздо меньше.

Для каждой смеси газов существует оптимальная величина парциального давления добавки, при которой достигается наибольшее $\frac{\varepsilon_f}{\varepsilon_\alpha}$ (при достаточно большой ε_f), наилучшая форма счетных кривых и максимальная устойчивость работы счетчика (эти оптимальные значения добавок и даны в таб.4). Величина оптимальной добавки зависит от общего давления и растет с его понижением. Природа и величина добавки сильно влияют на величину напряжения, при котором начинается счет осколков. При пониженном общем давлении чувствительность счет-

чика к α -частицам менее сильно определяется величиной добавки. По-видимому, с понижением общего давления ε_α заметно уменьшается, в то время как ε_f меняется не так сильно.

Предельно достижимая величина ε_f слабо зависит от природы, состава и давления наполняющего счетчик газа.

3.2. Эффективность регистрации осколков в значительной мере определяется геометрическими факторами: величиной шага сетки анода и направлением полета осколка относительно нити. Измеренная при различной величине шага сетки ε_f приведена в таблице 5 (наполнение He + 1,4% N₂ при общем давлении 760 мм Hg).

Таблица 5.

Шаг сетки анода, мм	ε_f , %
6	17
3,5	27
2,5	40
1,75	49

Чувствительная к осколкам область вокруг нити анода невелика и по моим оценкам, проведенным в настоящей работе ее диаметр не превышает 2-2,5 мм. За пределами этой области ε_f падает практически до нуля, поэтому сближение нитей приводит к существенному увеличению эффективности. Однако, по мере сближения нитей, электрическое поле в счетчике выравнивается, коронный разряд затухает и счетчик как прибор, дискриминирующий частицы с различной ионизирующей способностью, теряет свои качества. Предельное расстояние

между нитями, еще пригодное для устойчивой работы счетчика равно межэлектродному, или чуть больше.

Эффективность регистрации максимальна, когда осколок пролетает нормально к плоскости сетки анода и падает в других случаях. Изучение угловой зависимости ε_f значительно затруднено малой величиной пробега осколков деления.

По-видимому, геометрические факторы и определяют предельно достижимую величину ε_f (при тщательном выборе остальных параметров).

3.3. В настоящей работе с помощью временного анализатора (минимальная цена деления канала 0,25 мсек) проводилось измерение мертвого времени счетчика. Для наполнения $\text{He} + 1,4\% \text{N}_2$ при давлении 760 мм Hg и $R = 10$ мом получен результат $t_m = 0,85$ мсек. Замечено небольшое уменьшение t_m с ростом перенапряжения $\frac{V_a}{V_{ан.}}$ ($V_{ан.}$ - начальное напряжение для счета осколков). При данной схеме включения (рис.3) мертвое время ограничивается величиной R , так как постоянная времени для восстановления напряжения $V_{эфф}$ после пробоя $\tau = R C_{сч.} \approx 0,3$ мсек ($R = 10$ мом). При уменьшении τ до $\sim 3 \cdot 10^{-5}$ сек один осколок начинает вызывать серию пробоев (напряжение $V_{эфф}$ нарастает так быстро, что плотность носителей в канале искры за это время не успевает снизиться до критической), при еще меньших τ разряд не гасится вообще. Кроме того, уменьшение R как уже указывалось, ухудшает счетные характеристики и создает практические неудобства из-за большой величины коронного тока. Сравнительно большое мертвое время искрового счетчика является основным его недостатком.

Тем не менее, рассмотренные свойства искрового счетчика делают возможным его широкое применение для измерения сечений

вынужденного деления изотопов с большой удельной α -активностью, а также при исследовании свойств делящихся изомеров в реакциях с нейтронами, быстрыми протонами. Наиболее ценными для этих исследований качествами счетчика являются низкий уровень фона и устойчивая работа в интенсивных потоках нейтронов (10^9 н/см²сек), протонов (10^{12} р/сек), α -частиц (10^{10} α /сек) при значительной ее продолжительности.

Изучение реакции $Am^{241} (n, \gamma) Am^{242mf}$ является типичным примером в этом отношении.

вынужденного деления изотопов с большой удельной α -активностью, а также при исследовании свойств делящихся изомеров в реакциях с нейтронами, быстрыми протонами. Наиболее ценными для этих исследований качествами счетчика являются низкий уровень фона и устойчивая работа в интенсивных потоках нейтронов (10^9 н/см²сек), протонов (10^{12} р/сек), α -частиц (10^{10} α /сек) при значительной ее продолжительности.

Изучение реакции $Am^{241}(n, \gamma) Am^{242mf}$ является типичным примером в этом отношении.

Согласно общепринятым представлениям, ядерные реакции под действием ядерной высокой энергии протекают в два этапа. На первом этапе входящая в ядро частица взаимодействует с отдельными нуклонами, вызывает разрыв внутроядерного каскада. После завершения каскада ядро остается в сильно возбужденном состоянии и с этого момента происходит путь испускания нуклонов, дейтронов и более сложных частиц, а также γ -квантов.

В работе [24] экспериментально определены средние число вторичных нейтронов $\bar{\nu}$ возбужденных ядер ($0.7 \leq U \leq 10$) при бомбардировке протонами ядерных энергий. Величина $\bar{\nu}$ растет с ростом энергии протонов и массового числа ядра-мишени. Для энергии протона 30 МэВ и ядра мишени $\bar{\nu} \approx 12$, что находится в хорошем согласии с результатами расчетов на основе статистической

ГЛАВА III. МЕТОДИКА ЭКСПЕРИМЕНТА.

Сечение образования Am^{242mf} при радиационном захвате тепловых нейтронов изучалось методом активации. Поскольку период полураспада Am^{242mf} мал, $T_{mf} = 14$ мсек, нужно иметь импульсный источник тепловых нейтронов. При этом необходимо, чтобы расстояние между импульсами нейтронов было не менее двух-трех величин T_{mf} , длительность импульса нейтронов должна быть не больше T_{mf} . Так как сечение образования изомера мало ($\sigma_{mf} \leq 3 \cdot 10^{-28}$ см²), плотность потока нейтронов в импульсе должна быть достаточно высокой ($> 10^8$ $\frac{\text{нейтр}}{\text{см}^2 \text{сек}}$), а отношение ее к плотности потока нейтронов между импульсами должно составлять не менее $10^7 - 10^8$. Эти требования могут быть выполнены при использовании для генерации тепловых нейтронов пучка протонов высокой энергии.

Согласно общепринятым представлениям, ядерные реакции под действием нуклонов высокой энергии протекают в два этапа. На первом этапе влетающая в ядро частица, взаимодействуя с отдельными нуклонами, вызывает развитие внутриядерного каскада. После завершения каскада ядро остается в сильно возбужденном состоянии и снятие этого возбуждения происходит путем испарения нуклонов, дейтронов и более сложных частиц, а также γ -квантов.

В работе [24] экспериментально определялось среднее число вторичных нейтронов $\bar{\nu}$ испаряемых ядрами (от Be до U) при бомбардировке протонами высоких энергий. Величина $\bar{\nu}$ растет с ростом энергии протонов и массового числа ядра-мишени. Для свинца при энергии протонов $E_p = 660$ Мэв найдено значение $\bar{\nu} \approx 12$, что находится в хорошем согласии с результатами расчетов на основе статистичес-

кой модели. Таким образом, используя сверхточный ускоритель протонов высокой энергии, можно надеяться на получение интенсивных потоков тепловых нейтронов.

Вещество, выбираемое в качестве конвертора протонов с энергией в сотни мегаэлектронвольт в нейтроны испарительного спектра (средняя кинетическая энергия 2,2 - 2,5 Мэв) должно обладать высокой плотностью, малой делимостью при высоких и низких энергиях нуклонов, большой прозрачностью для тепловых нейтронов. В наибольшей мере этим требованиям отвечают свинец и висмут.

Настоящие опыты проводились на синхроциклотроне Лаборатории ядерных проблем ОЯИ. Общая схема экспериментальной установки дана на рис. 13.

Пучок протонов, ускоренных до энергии 660 Мэв, попадал на свинцовый конвертор диаметром 14 см и длиной 55 см (три ядерных пробега протонов с энергией 660 мэв в свинце). Пучок протонов состоял из сгустков длительностью 200 мксек, следующих друг за другом через 36 мсек. Замедление рождающихся в свинце нейтронов происходило в баке с водой объемом около 1 м³. Время замедления нейтронов с энергиями в несколько мегаэлектронвольт до тепловой энергии составляет около 20 мксек. Время жизни тепловых нейтронов в баке с водой не превышает 200 мксек.

Использовалась мишень из азотнокислого америция с массовым числом 241, весом 20 мг, площадью 50 см², нанесенная на алюминиевую подложку толщиной 50 мк и для предохранения покрытая тонким слоем никеля (100 мг/см²). Мишень помещалась в искровом счетчике.

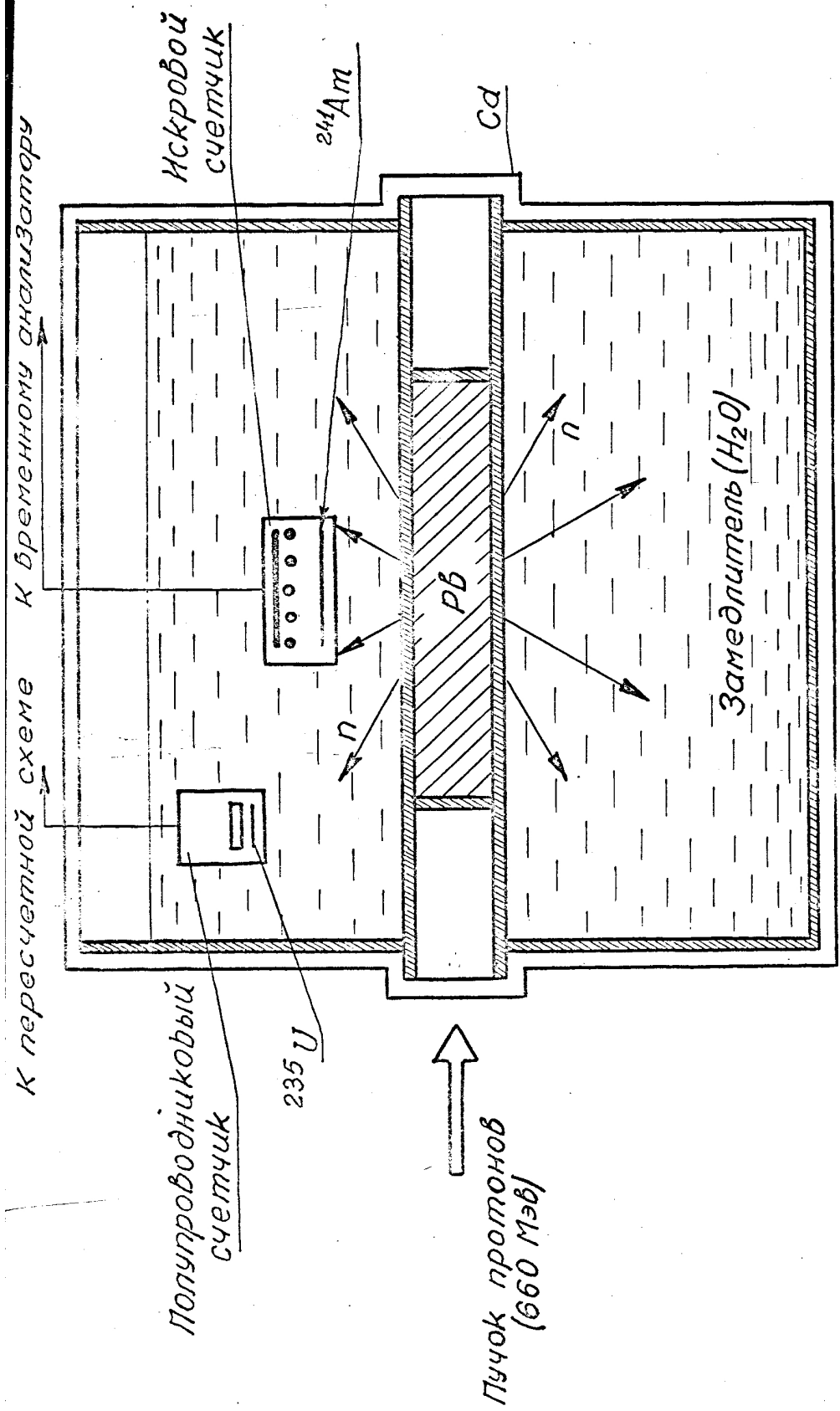


Рис. 13. Экспериментальная установка.

Искровой счетчик устанавливался в баке с водой на расстоянии 10-15 см от свинцового блока. Счетчик был наполнен смесью He+0,5% Xe при общем давлении 760 мм Hg. При этом эффективность регистрации осколков деления составляет 40%. Фон, обусловленный α -частичками америция и спонтанным делением примесей урана в мишени, был равен ≈ 10 имп/час. Импульсы с искрового счетчика поступали на 8-канальный временной анализатор (цена деления канала в настоящем эксперименте составляла 5 мсек). Работа временного анализатора была синхронизирована с импульсной работой ускорителя: временной анализатор включался через 5 мсек после окончания импульса ускорителя. Поскольку время жизни тепловых нейтронов в баке с водой не превышает 200 мсек, к тому времени, когда начинался временной анализ импульсов искрового счетчика, интенсивность тепловых нейтронов становилась исчезающе малой. Для защиты от тепловых нейтронов, образующихся вне бака, последний был окружен слоем кадмия (сечение захвата тепловых нейтронов $\sigma_c = 2500$ барн) толщиной в 1 мм. Контроль за интенсивностью тепловых нейтронов осуществлялся с помощью кремниевого поверхностно-барьерного детектора с тонкой мишенью из U^{235} , который также находился в баке с водой.

Образование Am^{242mf} устанавливалось по известному периоду полураспада для спонтанного деления, причем спонтанное деление считалось единственным способом распада Am^{242mf} .

ГЛАВА IV. РЕЗУЛЬТАТЫ ЭКСПЕРИМЕНТА И ИХ ОБСУЖДЕНИЕ.

ВЫВОДЫ.

В результате эксперимента было установлено, что при облучении Am^{241} тепловыми нейтронами происходит образование спонтанно делящегося изомера. Выход осколков деления между импульсами составлял 35 1/час (время облучения 5 часов). Полученная кривая распада, представленная на рис. 14, согласуется с периодом полураспада для спонтанного деления Am^{242mf} , $T_{mf} = 14$ мсек.

В ходе эксперимента, кроме осколков запаздывающего деления, производился также счет осколков мгновенного деления во время импульсов тепловых нейтронов. Поскольку мертвое время искрового счетчика в несколько раз превышает длительность импульса нейтронов, счетчик регистрировал не более одного осколка мгновенного деления за цикл ускорителя. Поэтому для правильной оценки выхода осколков вынужденного деления необходимо было ввести поправку на просчеты искрового счетчика. Поправка вводилась путем нормирования показаний искрового счетчика на показания полупроводникового счетчика. Последний из-за малого количества U^{235} просчетов не имел. С учетом просчетов выход осколков мгновенного деления составил $\sim 8 \cdot 10^5$ 1/час.

Проводились фоновые опыты. В этих опытах искровой счетчик был окружен слоем кадмия толщиной в 1 мм (это ослабляет поток ^{тепловых} нейтронов \sim в 10^3 раз). Выход осколков между импульсами нейтронов значительно упал и в среднем составлял 10 1/час, в пределах ошибок это равно фону, измеренному без потока нейтронов (α -частицы Am^{241} плюс фон от спонтанного деления примесей кюрия в мишени).

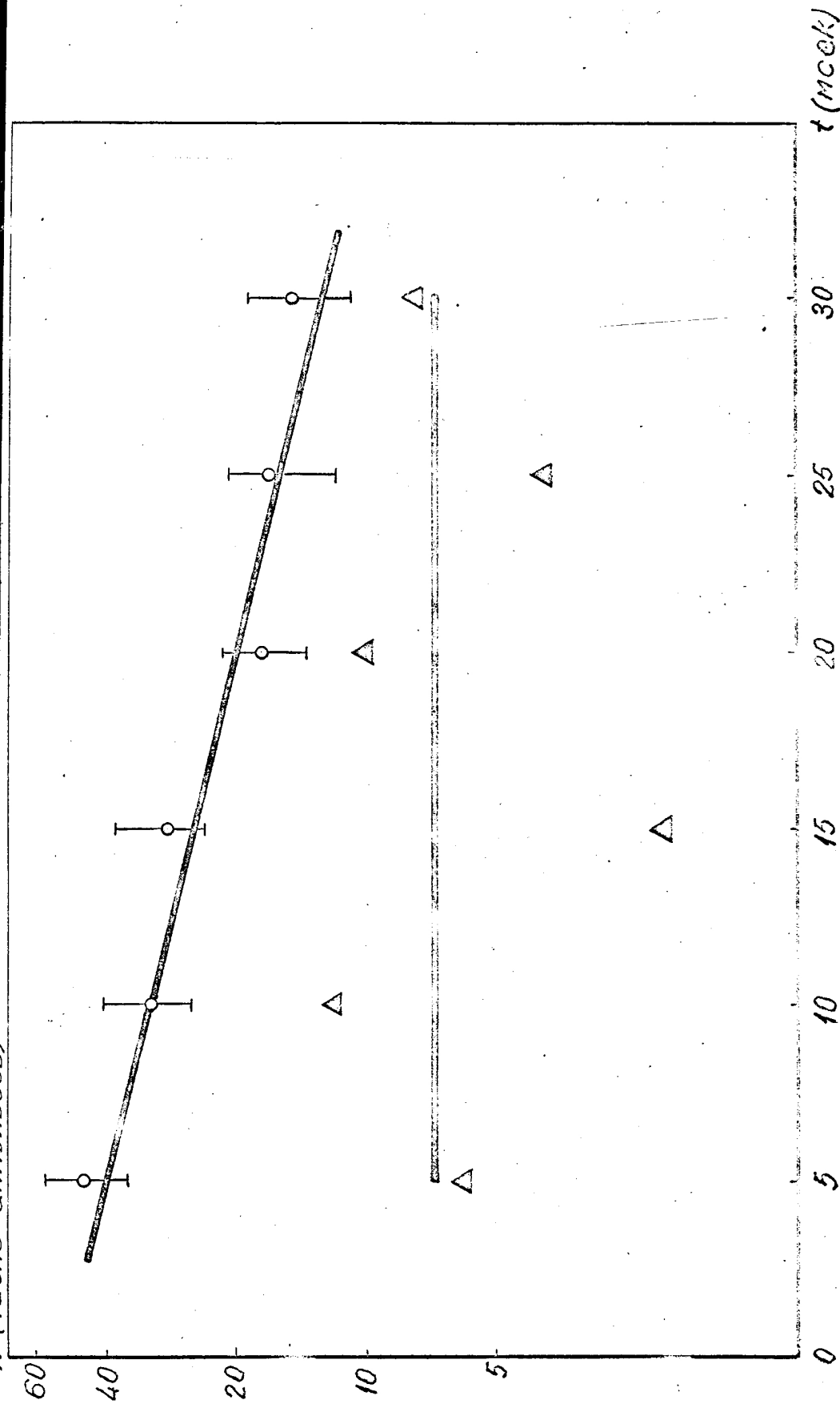


Рис. 14. График распада спонтанно делящегося изомера, полученного при облучении тепловыми нейтронами.

Δ - счетчик защищен кадмием. \circ - счетчик не защищен кадмием.
 Горизонтальная прямая соответствует уровню фона, измеренного без потока нейтронов.

Поэтому можно считать, что наблюдаемый эффект (25 I/час) обусловлен тепловыми нейтронами, причем отношение эффект/фон равно 2,5. По соотношению выходов запаздывающего и мгновенного деления установлено $\frac{\sigma_{mf}}{\sigma_f} = (3,2 \pm 1,6) \cdot 10^{-5}$. Ошибка обусловлена в основном неточностью в определении просчетов искрового счетчика. Сечение деления Am^{241} тепловыми нейтронами известно из работы [13] и равно $3,13 \cdot 10^{-24}$ см². Поэтому $\sigma_{mf} = (1,0 \pm 0,5) 10^{-28}$ см²

Величина σ_{mf} определялась и непосредственно. Для этого с помощью Cu-индикатора методом активации был измерен средний по времени облучения поток тепловых нейтронов, что дало результат $\sim 3,4 \cdot 10^6$ $\frac{\text{нейтр}}{\text{см} \cdot \text{сек}}$. Определенные двумя способами, значения σ_{mf} обнаруживают совпадение в пределах экспериментальных ошибок. На рис. 15 показано сечение образования Am^{242mf} в реакции (n, γ) с быстрыми [6] и тепловыми (настоящая работа) нейтронами, а также сечение деления Am^{241} нейтронами, известное в интервале энергий нейтронов от 10^{-2} эв до 2 Мэв из работ [12, 13].

Из рисунка видно, что оба сечения испытывают резкий спад при уменьшении энергии нейтронов от 1,5 до 0,5 Мэв и последующий рост при понижении энергии нейтронов от 20 кэв до тепловой. Таким образом, корреляция между σ_f и σ_{mf} , наблюдавшаяся в интервале энергий нейтронов 0,5 - 1,5 Мэв, имеет место и при переходе к тепловым нейтронам.

В то же время величина $\frac{\sigma_{mf}}{\sigma_f}$ меняется при этом переходе незначительно, как это следует из рис. 16. На этом же рисунке представлены значения изомерного отношения $\frac{\sigma_{mf}}{\sigma_g}$ для энергий нейтронов около 1 Мэв и для тепловой энергии. Сечение образования Am^{242} в основном состоянии в реакции радиационного

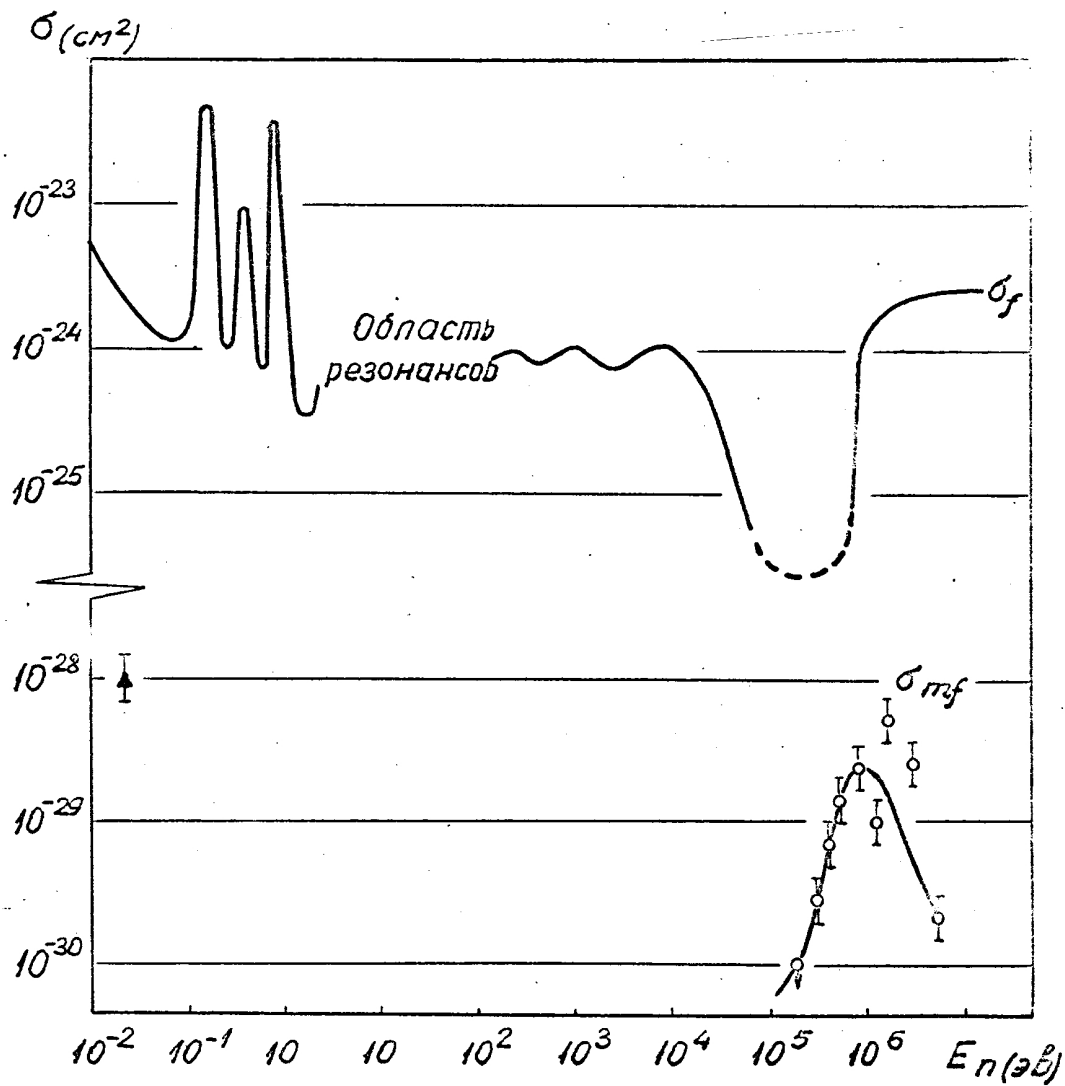


Рис. 15. Зависимость сечения мгновенного деления (σ_f) и образования изомера ^{242m}Am (σ_{mf}) от энергии нейтронов.

○ - данные работы [6], Δ - данные настоящей работы.

захвата тепловых нейтронов σ_g известно из работы [25] и равно 620 барн, поэтому изомерное отношение $\frac{\sigma_{mf}}{\sigma_g} = (1,6 \pm 0,6) \cdot 10^{-7}$. Для нейтронов с энергией 1 Мэв данные о σ_g отсутствуют, однако может быть сделана оценка по аналогии с соседними ядрами (U^{238}, Pu^{239}), что дает $\sigma_g = 10^{-25} - 10^{-26} \text{ см}^2$. Поэтому изомерное отношение $\frac{\sigma_{mf}}{\sigma_g}$ при переходе к тепловым нейтронам меняется в 10^3 раз (рис. 16).

Подобное поведение $\frac{\sigma_{mf}}{\sigma_f}$ и $\frac{\sigma_{mf}}{\sigma_g}$ при изменении энергии возбуждения ядра Am^{242} можно объяснить, предполагая, что зависимость потенциальной энергии от деформации описывается кривой с двумя максимумами (рис. 1), делящееся изомерное состояние есть основное состояние ядра во второй потенциальной яме, а высота первого максимума больше, чем высота второго. Последнее предположение подтверждается проведенным в работе [26] полуэмпирическим анализом реакции $^{241}_{Am}(n, \gamma)^{242}_{Am}$ на быстрых нейтронах. Там было показано, что расчетная функция возбуждения σ_{mf} хорошо согласуется с экспериментальной, если считать, что второй максимум несколько ниже первого и высота его приблизительно равна энергии связи нейтрона в ядре $^{242}_{Am}$.

В принятых предположениях основное и изомерное состояние разделены потенциальным барьером высотой 6,4 Мэв (барьер деления Am^{242}), проницаемость которого $\rho_1(E^*)$ экспоненциально зависит от энергии возбуждения. Поскольку образование изомера связано с преодолением этого барьера, $\sigma_{mf} \sim \rho_1(E^*)$, тогда и $\frac{\sigma_{mf}}{\sigma_g} \sim \rho_1(E^*)$. Этим и объясняется сильный рост изомерного отношения при переходе от энергии возбуждения 5,5 Мэв (энергия связи нейтрона в ядре Am^{242}) к 6,4 Мэв.

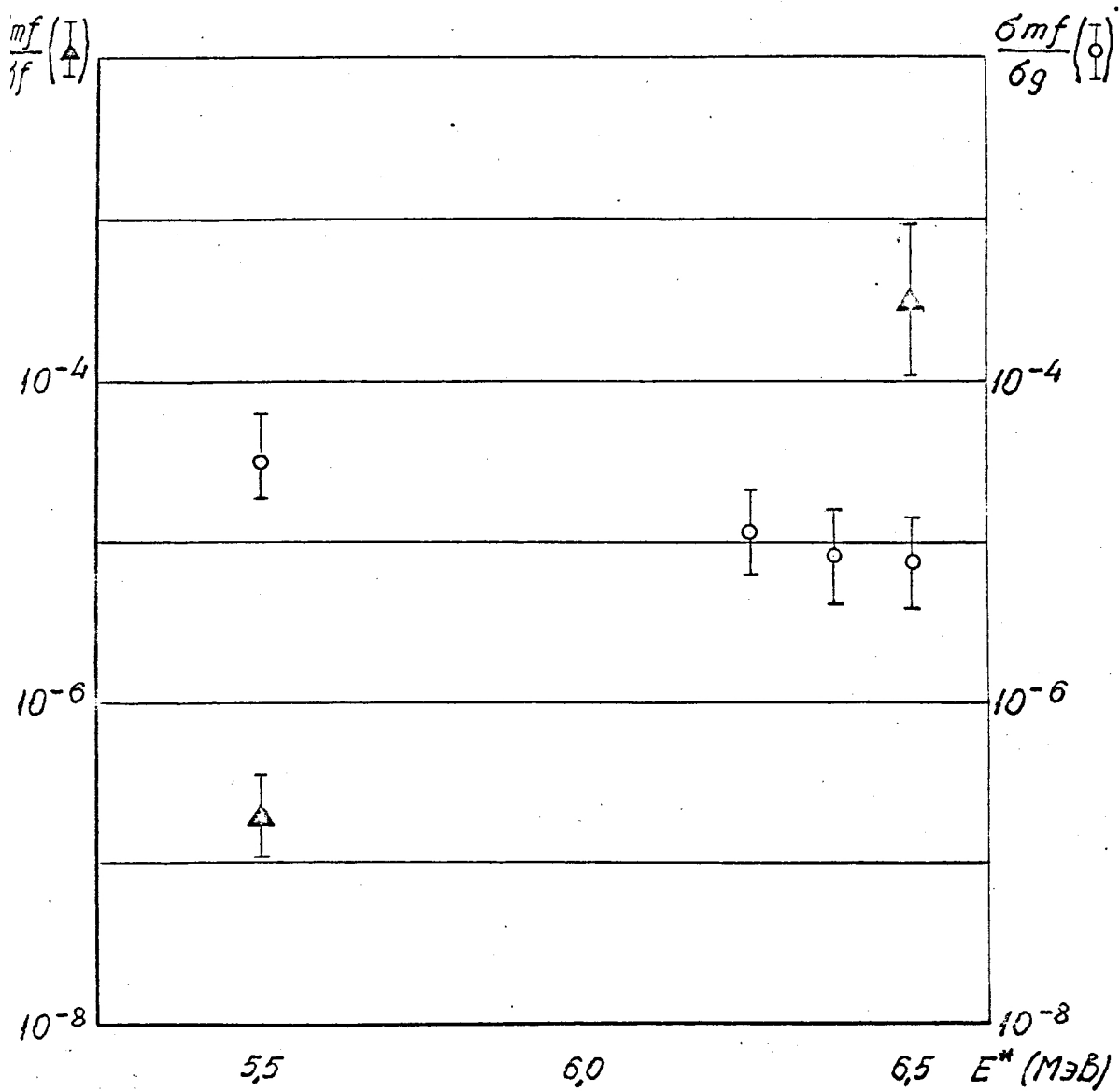


Рис. 16. Зависимость отношений $\frac{\delta mf}{\delta f}$ и $\frac{\delta mf}{\delta g}$ от энергии возбуждения ядра $^{242}\text{Am}(E^*)$.

Для мгновенного деления в такой модели существует и второй барьер с проницаемостью $\rho_2(E^*)$, поэтому $G_f \sim \rho_1(E^*)\rho_2(E^*)$, а $\frac{G_{mf}}{G_f} \sim \frac{1}{\rho_2(E^*)}$. Если высота второго барьера меньше первого и приблизительно равна энергии связи нейтрона в ядре Am^{242} , уже при минимальной энергии возбуждения (5,5 Мэв), которая может быть достигнута в реакции $Am^{241} + n$, проницаемость $\rho_2(E^*)$ близка к единице и при дальнейшем увеличении энергии меняется слабо, чем и обусловлено слабое изменение $\frac{G_{mf}}{G_f}$.

Как уже отмечалось в главе I, существуют две группы реакций приводящие к образованию Am^{242mf} , изомерные отношения для которых отличаются на два-три порядка (см. табл. 3, гл. I), причем реакция $Am^{241}(n, \gamma)$ является промежуточной. Изучение изомерного отношения в реакции (n, γ) при снижении энергии нейтронов от 1 Мэв до тепловой позволило установить связь между этими группами. Вторая группа реакций в табл. 3 в целом характеризуется более низкими энергиями возбуждения, чем первая, поэтому меньшие величины изомерных отношений для этих реакций ($\frac{G_{mf}}{G_g} = 10^{-5} - 10^{-7}$) могут быть также объяснены малой проницаемостью потенциального барьера $\rho_1(E^*)$.

Таким образом, изучение образования изомера Am^{242mf} в реакции радиационного захвата нейтронов различных энергий позволяет установить связь между некоторыми экспериментальными данными. Зависимости сечения образования Am^{242mf} и изомерного отношения от энергии нейтронов не противоречат представлению о "другорбом" барьере деления. Корреляция же сечений деления и образования изомера говорит о том, что оба процесса происходят в результате аналогичных коллективных движений и связаны с достижением значительных деформаций.

Основные результаты дипломной работы:

1. Для изучения свойств спонтанно делящихся изомеров построен и применен многократной искровой счетчик осколков деления.

2. Проведено исследование свойств искрового счетчика. В результате этого расширен круг газов, используемых для наполнения, обеспечивающих достаточную эффективность регистрации осколков деления, надежную дискриминацию осколков в интенсивных потоках α -частиц, высокую устойчивость при продолжительной работе счетчика.

3. Измерено мертвое время искрового счетчика. Установлен нижний предел мертвого времени (30-50 мксек для данного типа счетчика), обусловленный скоростью убывания плотности носителей до критической в канале искры после пробоя.

4. С помощью искрового счетчика осколков деления установлен факт образования Am^{242mf} в реакции радиационного захвата тепловых нейтронов. Измерено сечение этой реакции.

5. Установлена корреляция между образованием делящегося изомера и вынужденным делением, что дает возможность предположить единый механизм обоих процессов. Такое предположение не противоречит представлению о барьере деления с двумя минимумами, объясняющему природу делящихся изомеров.

Автор приносит глубокую благодарность старшему научному сотруднику Лаборатории, кандидату физико-математических наук Ю.П. ГАНГРСКОМУ за руководство дипломной работой, интересные обсуждения и большую помощь при ее выполнении, лаборанту А.Г. БЕЛОВУ за повседневную помощь в экспериментальной работе.

ЛИТЕРАТУРА:

1. С.М.Поликанов, В.А.Друин, В.А.Карнаухов, В.Л.Михеев, А.А.Плеве, Н.К.Скобелев, В.Г.Субботин, Г.М.Тер-Акопьян, В.А.Фомичев. *ЖЭТФ*, 42, 1464 (1962)
2. С.М.Поликанов. *УФН*, 94, 43 (1968)
3. А.А.Плеве. Диссертация; ОИЯИ, Дубна, 1968.
4. Н.Ларк. Сообщение на Международном симпозиуме по структуре ядра, Дубна, 1968.
5. С.Бьёрнхольм, И.Борггрин, Д.П.Гангрский, Г.Слеттен. *ЖФ*, 8, 459 (1968)
6. G. N. Flérov, A. A. Pleve, S. M. Polikanov, S. P. Tretjakova, I. Boca, M. Sezon, V. Vilkov, N. Vilkov. *Nucl. Phys.*, A102, 443 (1967)
7. Г.Н.Флеров, В.А.Друин. Препринт ОИЯИ, P-2539, Дубна, 1966.
8. В.М.Струтинский. *ЖФ*, 3, 614 (1966).
9. В.М.Струтинский. Доклад на Международном симпозиуме по структуре ядра, Дубна, 1968.
10. E. Migneco, J. P. Theobald. *Nucl. Phys.*, 112, 602 (1968).
11. A. Fubini, Y. Blons, A. Michaudon, P. Pava. *Phys. Rev. Lett.*, 20, 1373 (1968).
12. P. A. Seeger, A. Hemmendinger, B. G. Diven. *Nucl. Phys.*, A96, 605 (1967).
13. C. D. Bowman, M. S. Coops, G. F. Auchampaugh, S. G. Fultz. *Phys. Rev.*, B137, 326 (1965)
14. Б.Н.Марков, А.А.Плеве, С.М.Поликанов, Г.Н.Флеров. *ЖФ*, 3, 455 (1966)
15. D. H. White et al. Preprint UCRL-14386, Livermore, California, 1968.
16. М.А.Бак, А.С.Кривохатский, Н.А.Малишев, К.А.Петржак, Д.Ф.Романов, Э.Л.Шлямин. Доклад на ХУП совещании по ядерной спектроскопии, Харьков, 1967.
17. В.П.Перелыгин, С.П.Третьякова, И.Звара. *ИТЭ*, 4, 78 (1964)

18. M. P. Savel. *Compt. Rend. Acad. Sci.*, 235, 156 (1952).
19. В.з.Герасимов. *ИТЭ*, 6, 78 (1966).
20. C. D. Bowman, R. W. Hill. *Nucl. Instr. and Meth.*, 24, 213 (1963)
21. E. Migneco, J. P. Theobald, M. Merla. Preprint EUR 4077e, Luxembourg, 1968.
22. H.-J. Belitz. *Atomkernenergie*, 8, 17 (1963)
23. Г.Ретер. *Электронные лавины и пробой в газах*. М., Мир, 1968.
24. Р.Г.Васильков, Б.Б.Говорков, В.И.Гольданский и др. *ЯФ*, 7, 88 (1968).
25. R. W. Hoff, E. K. Hulet, M. C. Michel. *J. Nucl. Energy*, 8, 224 (1959)
26. X. Дингклауссен, А.А.Плеше. Препринт ОИЯИ, Р15-3618, Дубна, 1968.