

4403

Экз. Чит. Зала

СООБЩЕНИЯ
ОБЪЕДИНЕННОГО
ИНСТИТУТА
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ

Дубна

13 - 4403



Ю.К.Акимов, Н.Антонова, С.Бочваров,
Е.Дерменджиев, Н.Калинкова, Н.Кашукеев,
Н.Шонова

ЛАБОРАТОРИЯ ЯДЕРНЫХ ПРОБЛЕМ
ЛАБОРАТОРИЯ НЕЙТРОННОЙ ФИЗИКИ

ИСПОЛЬЗОВАНИЕ ИМПУЛЬСНОЙ
ИОНИЗАЦИОННОЙ КАМЕРЫ ДЛЯ СПЕКТРОМЕТРИИ
ОСКОЛКОВ ДЕЛЕНИЯ В УСЛОВИЯХ РАБОТЫ
С ИМПУЛЬСНЫМ ИСТОЧНИКОМ НЕЙТРОНОВ

1969

13 - 4403

Ю.К.Акимов, Н.Антонова, С.Бочваров,
Е.Дерменджиев, Н.Калинкова, Н.Кашукеев,
Н.Шонова

ИСПОЛЬЗОВАНИЕ ИМПУЛЬСНОЙ
ИОНИЗАЦИОННОЙ КАМЕРЫ ДЛЯ СПЕКТРОМЕТРИИ
ОСКОЛКОВ ДЕЛЕНИЯ В УСЛОВИЯХ РАБОТЫ
С ИМПУЛЬСНЫМ ИСТОЧНИКОМ НЕЙТРОНОВ

Исследование кинетических энергий E_k осколков деления в резонансной области энергий нейтронов E_n в силу ряда причин является весьма трудной задачей. К ним надо отнести сравнительно малые потоки нейтронов при пролетных базах, обеспечивающих необходимое разрешение по E_n , требование достаточно высокого энергетического разрешения детектора в сочетании с большой светосилой, необходимость использования мишеней большой площади и пр. Этим требованиям в известной мере удовлетворяет импульсная ионизационная камера (ИИК), которая при наличии 2π - геометрии обладает достаточным для спектрометрии осколков деления энергетическим разрешением.

В настоящей работе описана детекторная аппаратура, применявшаяся для определения кинетических энергий осколков деления в нейтронных резонансах ^{235}U /1/. Метод измерений, который использовался в /1/, заключался в оценке вариации E_k в резонансах урана по изменению относительного выхода осколков из двух мишеней разной толщины /2/. Для этого в качестве детектора осколков использовалась двойная ИИК. Источником тепловых и резонансных нейтронов служил импульсный реактор ИБР ОИЯИ. Наряду с описанием установки и ее параметров ниже обсуждаются и некоторые особенности, возникающие при использовании ИИК для спектрометрии осколков деления в условиях работы с импульсным источником нейтронов.

ИИК. Двойная ИИК состоит из двух одинаковых ИИК с сетками Фриша и с общим центральным высоковольтным электродом, на котором крепятся обе делительные мишени. Общий вид камеры с внешним кожухом и без него представлен на рис. 1,2. Особенностью конструкции настоящей камеры является помещение первых усилительных ламп предусилителей в объем камеры непосредственно у собирающих электродов. С внешней стороны нижнего флянца камеры смонтированы остальные каскады предусилителей. Основные размеры камеры: диаметр и высота внешнего кожуха 300 мм, диаметр электродов $\phi = 160$ мм. Сетки камеры изготовлены из никелевой проволоки с $\phi = 0,08$ мм, расстояние между проволоками сетки $\approx 1,5$ мм и "неэкранировка" сетки $^{3/} \sigma \leq 0,02$.

Рабочий газ. После откачки до вакуума 10^{-2} мм рт.ст. объем камеры наполнялся смесью из аргона и небольшого количества ($\approx 0,4 - 0,8\%$) ацетилена. Как известно, близость ионизационного потенциала C_2H_2 к энергии метастабильных состояний 3P_0 и 3P_2 в Ar приводит к дополнительной ионизации, благодаря которой происходит уменьшение флуктуации ионизации и увеличение амплитуды импульса с камеры на 25-30%/4/. Нами исследовалась зависимость между положением максимума пика легкого осколка в энергетическом спектре деления ^{235}U тепловыми нейтронами и величиной ϵ/P для промышленного Ar (Ar - 99,9%, N_2 - 0,01%, O_2 - 0,007%) и смеси Ar + 0,6% C_2H_2 (рис. 3), где ϵ - напряженность поля в v, cm^{-1} в промежутке высоковольтный электрод - сетка и P - давление газовой смеси в мм рт. ст. При измерении энергетических спектров для улучшения энергетического разрешения применялась 60° - коллимация осколков по углу вылета, подобная описанной в/5/. Давление смеси $P = 300$ мм рт. ст. Данные измерений представлены на рис. 4. Все рабочие измерения далее проводились при значении $\epsilon/P \approx 0,3$, для которого амплитуда импульса ионизации в смеси Ar + C_2H_2 имеет максимальное значение. Поскольку рекомбинация электронов, движущихся под воздействием поля к собирающему электроду, обратно пропорциональна их дрейфовой скорости w /6/, то можно предположить, что при выбранном отношении величина w так же близка к мак-

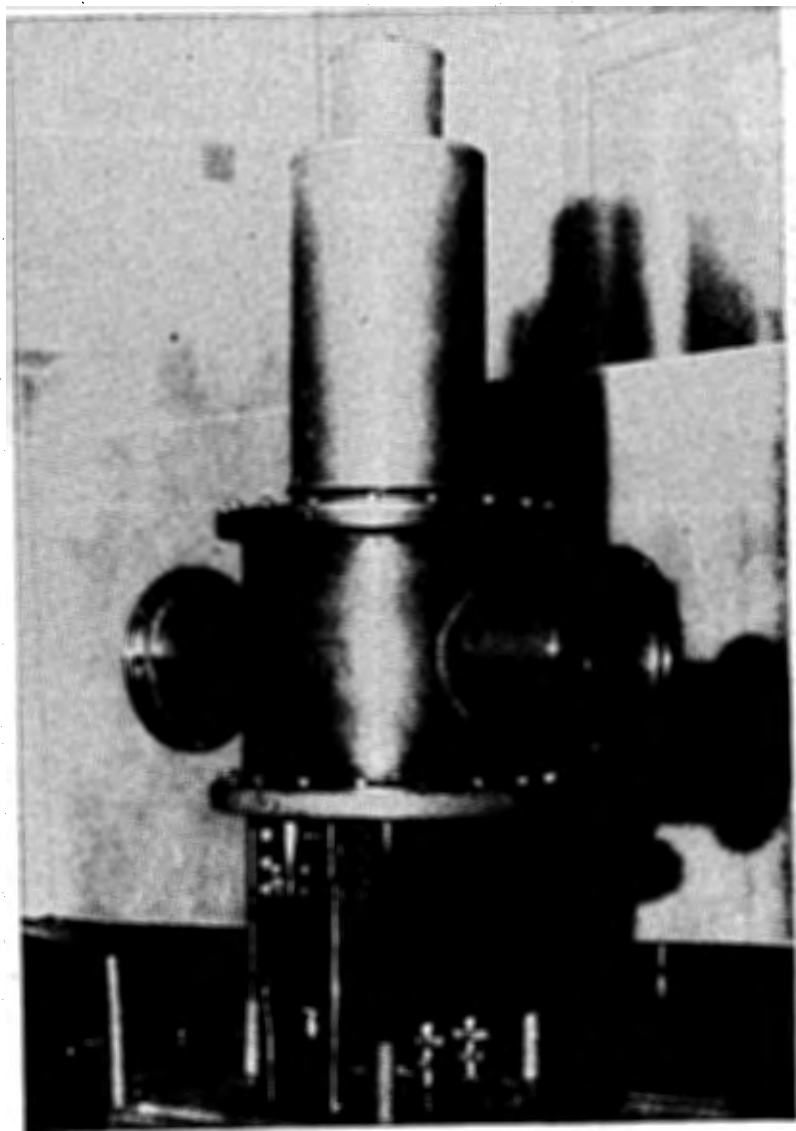


Рис. 1. Двойная ИИК.

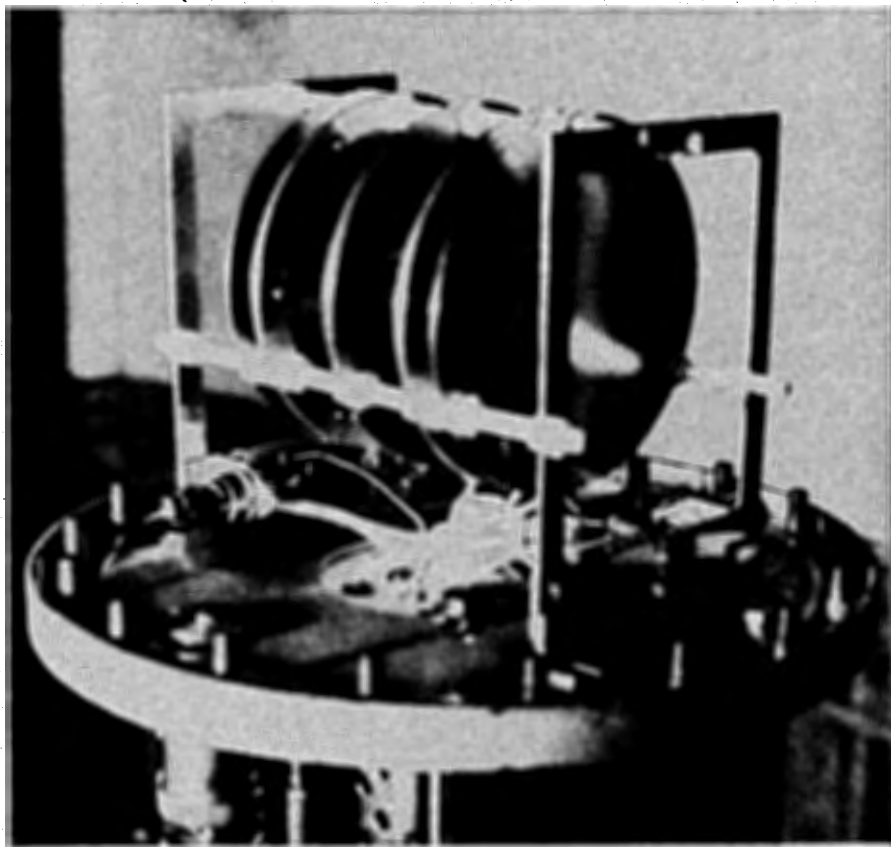


Рис. 2. Двойная ИИК.

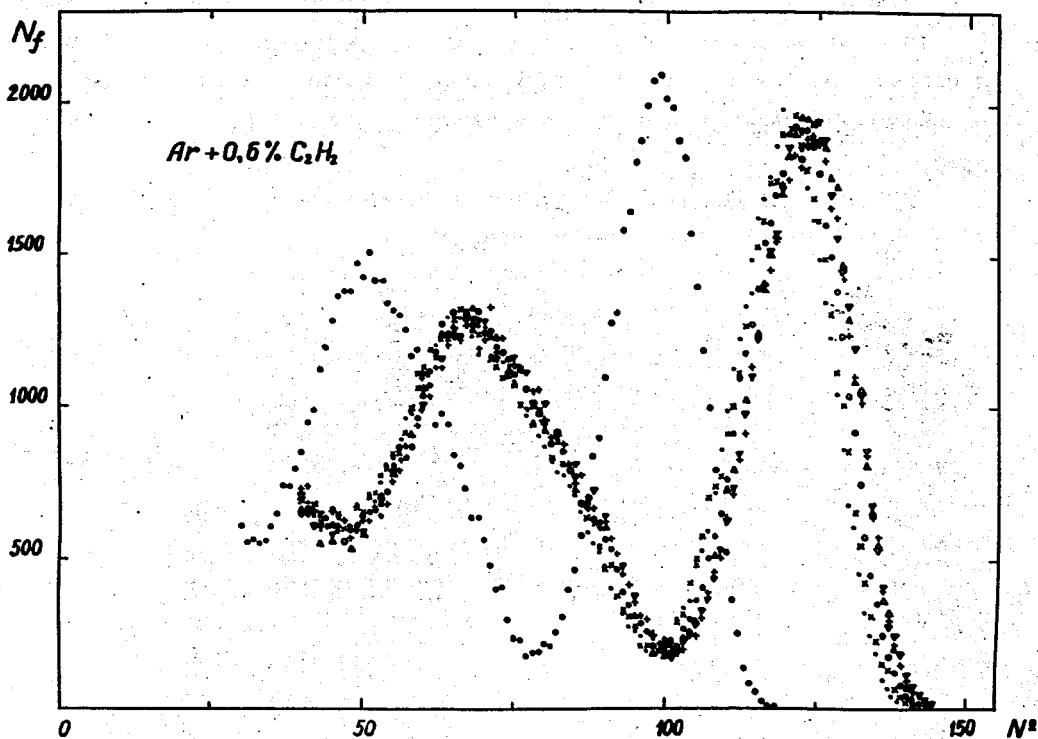


Рис. 3. Энергетические спектры осколков деления ^{235}U тепловыми нейтронами. Коллимация угла вылета осколков при помощи диафрагмы/5/. Рабочий газ $\text{Ar} + 0,6\% \text{C}_2\text{H}_2$. Значения ϵ/P [В/мм.рт.ст.]:
 ● - 0,273; Δ - 0,197; ▽ - 0,244; † - 0,293; ○ - 0,344;
 × - 0,390; • - 0,445.

симальному значению. Такой режим работы является, очевидно, наиболее благоприятным для использования ИИК в нейтронной спектрометрии.

Урановые мишени. Данные об урановых мишенях, использовавшихся нами, приводятся в работе/1/. Технология изготовления мишеней подробно описана в работах/7,8/.

Можно отметить, что использование достаточно тонких мишеней ($\approx 10 - 40 \text{ мкг.см}^{-2}$) в сочетании с низкошумящими предусилителями и рабочей смесью из Ag и C_2H_2 позволило получать энергетическое разрешение порядка 1-1,5% для α -частиц урана в ИИК с 2π -геометрией.

Электронные блоки. В измерениях использовались ламповый и транзисторный варианты электронной аппаратуры.

Предварительное усиление импульсов осуществлялось при помощи низкошумящих предусилителей. Они построены по схеме, которая описана в работе/9/, с той разницей, что первые лампы типа E88CC ставились в режим минимума сеточных токов. Известно, что при данной полной емкости C , приведенной к входу первой лампы предусилителя, отношение сигнал/шум пропорционально $S^{1/4} \cdot J_g^{-1/4}$ /10/, где S и J_g - крутизна и сеточный ток соответственно. При анодном напряжении $U_a \approx 55-60$ в, напряжении накала $U_H = 5,5$ в, напряжении на сетке $U_g \approx -1,2$ в для входного триода каскодного усилительного каскада величина $J_g \leq 10^{-10}$ А. Помещение первой лампы внутри ИИК у собирающего электрода несколько уменьшает величину C (исключается емкость соединительного ввода в камеру) и улучшает экранировку первого усилительного каскада.

Дальнейшее усиление, дискриминация и формирование импульсов осуществлялось при помощи стандартных радиотехнических блоков на лампах/11/ или на транзисторах/12/.

В использовавшихся нами усилителях типа УСТ-1/12/ формирование импульсов осуществлялось одной интегрирующей и двумя дифференцирующими цепочками. Следует отметить, что хотя при работе с ИИК максимальная величина отношения сигнал/шум достигается при значениях постоянных времени τ_u и τ_g порядка нескольких и более мсек (напри-

мер, $v/13/\tau_u = \tau_g = 18$ мксек), в нашем случае по условиям эксперимента величина τ_u выбиралась $\approx 0,7$ мксек. Увеличение τ_u привело бы к заметному ухудшению временного разрешения нейтронного спектрометра.

Дискриминация импульсов осуществлялась при помощи интегральных дискриминаторов, схема которых приводится в работе/14/.

Блок-схема радиотехнической аппаратуры для лампового и транзисторного вариантов имеется в работе/1/. Отметим только, что по длинному кабелю (≈ 700 м) импульсы поступали в Измерительный центр ЛНФ ОИЯИ и временные спектры деления для каждой из мишеней измерялись при помощи многоканальных временных анализаторов с промежуточной памятью.

II.

При использовании ИИК для спектрометрии осколков деления в условиях работы с импульсным источником нейтронов мгновенные нейтроны и γ -лучи деления от нейтронного импульса ИБРа попадают в рабочий объем камеры и ионизируют рабочий газ, нарушая тем самым условия, необходимые для измерения энергий α -частиц и осколков деления.

Первоначально для выяснения возможности измерения энергий α -частиц и осколков при работе на ИБРе камеру с урановой мишенью ($\approx 90\% \text{ } ^{235}\text{U}$, $\bar{p} \approx 150$ мкг.см⁻²) устанавливали на расстоянии $L = 21,5$ м от активной зоны реактора. Средняя мощность ИБРа $P = 4$ квт, частота вспышек ($f = 5$ сек⁻¹). Нейтронный пучок облучал весь рабочий объем камеры. После предварительного усиления импульсы далее усиливались усилителем УСТ-1 ($\tau_u = 0,7$ мксек, $\tau_{g_1} = \tau_{g_2} = 5$ мксек) и подавались на вход многомерного анализатора с памятью на магнитной ленте/15/. Результаты измерений приводятся на рис. 5. Можно отметить, что форма α -линий, полуширина и положение максимумов на временных разрезах IV и V ($E \leq 1,8$ эв) мало отличаются от формы, полуширины и положения максимума α -линии на разрезе VI (α -спектр измерялся при перекрытом пучке).

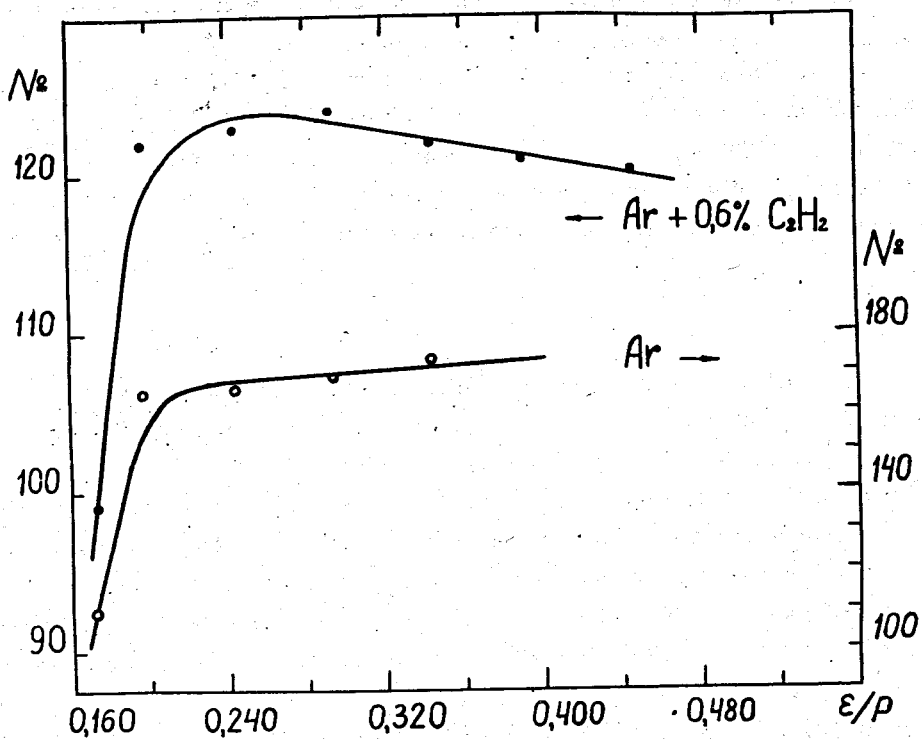


Рис. 4. Положение максимума пика легкого осколка в зависимости от величины ϵ/P . N_z - номер канала анализатора.

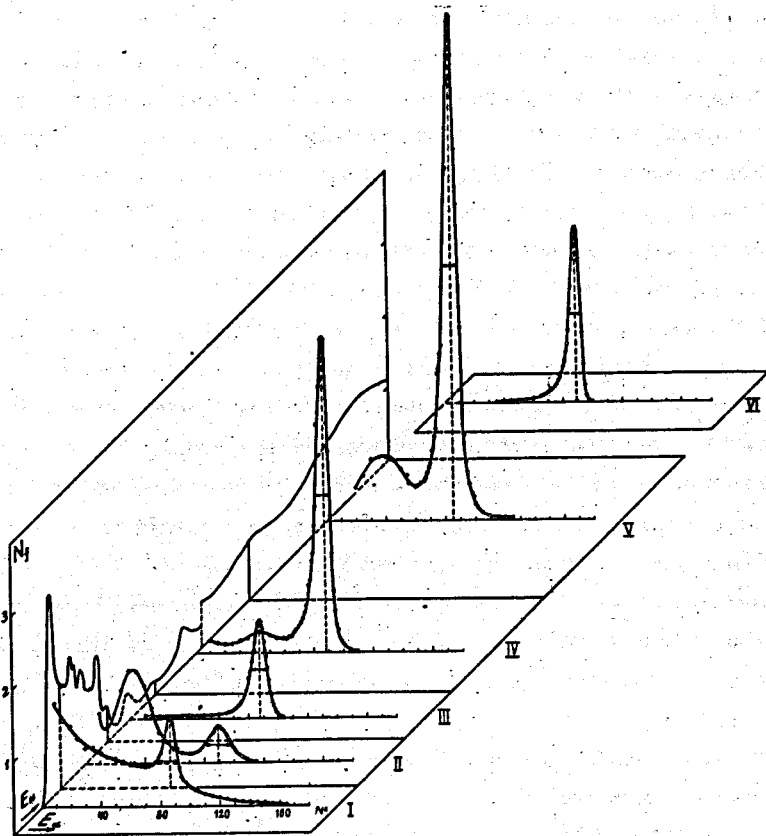


Рис. 5. α -спектры урановой мишени в разные моменты времени после вспышки ИБРа. База $L = 21,5$ м. Разрешение нейтронного спектрометра ≈ 3 мсек \cdot м $^{-1}$. Время измерения $T = 8$ час. Число и ширина временных каналов: 128×16 мсек + 128×32 мсек. Временные разрезы: I - 0 - 120 мсек; II - 120 - 630 мсек; III - 630 - 1140 мсек; IV - 1140 - 2680 мсек; V - 2680 - 5730 мсек; VI - α -спектр при перекрытом пучке. $T = 30$ мин.

Второй метод изучения влияния вспышки на работу камеры заключался в регистрации числа α - частиц урана временным анализатором, который запускался на ≈ 50 мксек раньше нейтронного импульса реактора. Нейтронный пучок перекрывался фильтром из B_4C толщиной в 5 см. На рис. 6 показаны временной спектр деления с борным фильтром в пучке, временной счет числа α - частиц при нулевом пороге регистрации дискриминатора и временной счет α - частиц при пороге $\approx 0,9$ в (амплитудный спектр α - частиц урановой мишени в шкале пороговых напряжений приведен на рис. 7.). Вклад числа делений в счёт α - частиц N_α (см. рис. 8) при выбранной толщине борного фильтра оказывался несущественным в интересующей нас области E_H . Измерения проводились при режиме работы ИБРа с микротроном/16/, для которого $f = 50 \text{ сек}^{-1}$, $P \approx 0,9$ квт. Пролетная база $L = 16,5$ м. Из графиков рис. 8 видно, что восстановление рабочего режима камеры происходит при $E_H \approx 6$ эв (через ≈ 500 мксек после вспышки ИБРа), причем измерение с высоким порогом ($\approx 0,9$ в) гораздо более чувствительно к изменению амплитуды импульсов от α - частиц, чем измерение с нулевым порогом, при котором регистрируются практически все α - частицы.

Было установлено, что при мощности ИБРа $P \approx 0,5$ квт, сечении нейтронного пучка $\approx 30 \text{ см}^2$ и $f = 50 \text{ сек}^{-1}$ восстановление счёта α - частиц происходило спустя ≈ 250 мксек после вспышки ИБРа. Временные спектры деления, измеренные в таких условиях, обрабатывались до $E_H \approx 20$ эв.

Использование настоящего метода в сочетании с облучением урановой мишени тепловыми нейтронами от постороннего источника нейтронов и регистрацией осколков деления могло бы дать более точную информацию о возможности спектрометрирования осколков ИИК за интервал времени 200-500 мксек вслед за вспышкой ИБРа. Подобные эксперименты, однако, требуют наличия нейтронных источников большой мощности.

Измерение временных спектров деления с низким порогом ($\approx 10 - 15$ Мэв) в канале регистрации осколков деления из тонкой мишени и высоким порогом ($\approx 35 - 80$ Мэв) в канале толстой мишени^{1/} также давало возможность оценить значение E_H , до которого влияние начальной вспышки ИБРа можно было считать несущественным. Ожидалось, что изменение числа зарегистрированных осколков за счёт уменьшения амплитуды импульсов осколков в канале тонкой мишени будут существенно меньше, чем в канале толстой мишени, благодаря регистрации практически всех осколков из тонкой мишени. Поэтому отношение W числа осколков во временном спектре деления толстой мишени к числу осколков во временном спектре тонкой мишени для данного интервала ΔE_H должно вблизи вспышки ИБРа систематически падать по мере увеличения E_H . На рис. 8 приводятся значения W , полученные при $P \approx 0,5$ кВт и $f = 50$ сек⁻¹. Величины W в резонансах калибровались на значение $W = 1,00$ для резонанса 0,29 эв. Видно, что при $E_H > 20$ эв значения W , вычисленные для двух групп большого числа неразрешенных резонансов, существенно меньше среднего значения $\bar{W} \approx 1,00$ по 11 резонансам, которые изучались в работе^{1/}.

Использование такого относительного медленного детектора осколков, каким является ИИК, для нейтронной спектрометрии на ИБРе при пролетных базах 15-20 м могло привести к просчётам при регистрации актов деления в сильных резонансах и тепловой области E_H . Для определения максимальной скорости набора статистики, при которой просчёты за счёт наложений импульсов не выходят за пределы ошибок величин W , мы воспользовались тем обстоятельством, что в интервале $E_H = 0,02 - 0,1$ эв $\bar{W} \approx 0,99$ ^{1/}. Контрольные измерения показали, что пятикратное увеличение скорости счёта (≈ 3000 имп.сек⁻¹ в области $E_H = 0,04 - 0,08$ эв) приводит к $\approx 4\%$ потере импульсов в канале регистрации делений в толстой мишени. Результаты измерений позволили оценить мертвое время детекторной аппаратуры, которое оказалось порядка 20 - 30 мксек.

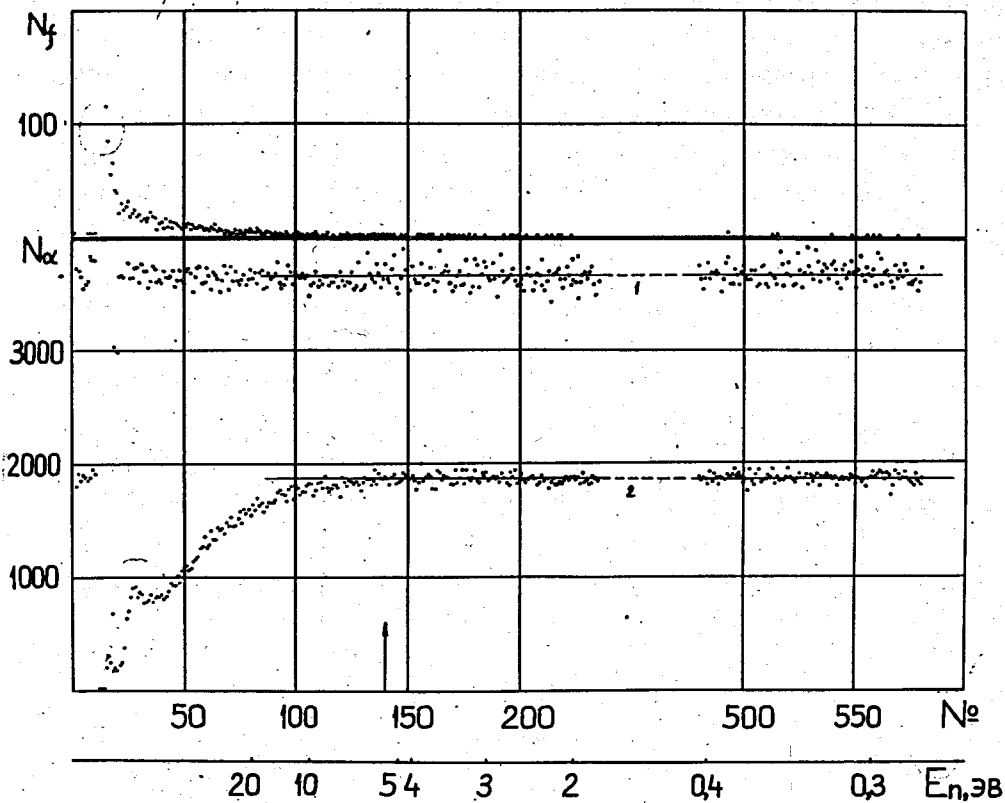


Рис. 6. Временной спектр деления U с борным фильтром в пучке (верхний график), счёт α -частиц с нулевым порогом регистрации (1) и с порогом $\approx 0,9$ в(2). Условия измерения: $L = 16,5$ м, $P \approx 0,9$ квт, $f = 50$ сек $^{-1}$. Число каналов анализатора - 1024, $t = 4$ мксек. Время измерения: $T(1) = 15$ мин, $T(2) = 40$ мин.

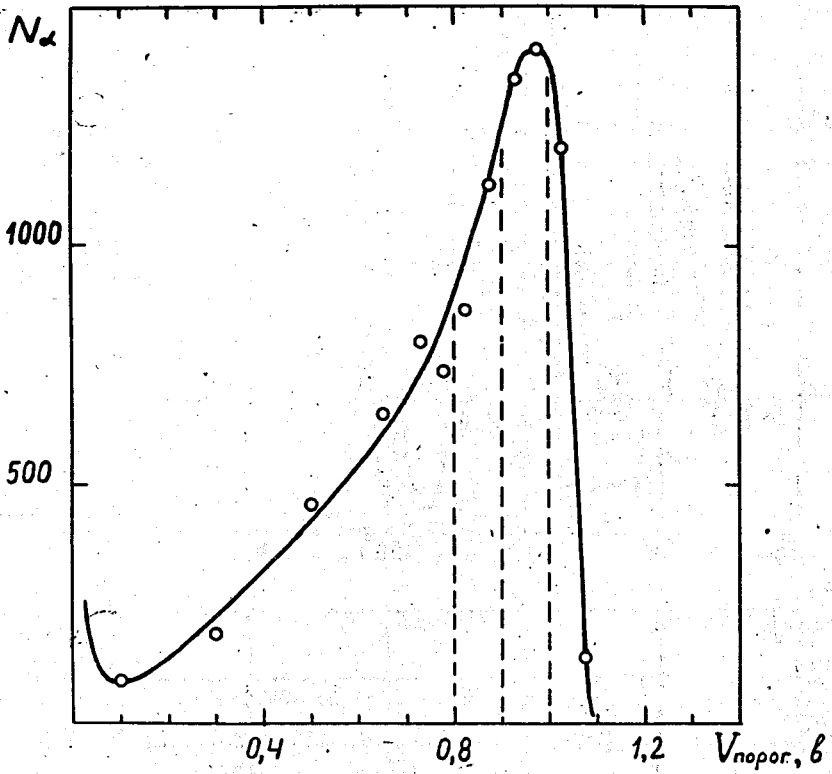


Рис. 7. Амплитудный спектр α -частиц урановой мишени ($\approx 90\% \text{ }^{235}\text{U}$) в шкале пороговых напряжений. $\bar{\rho} \approx 1,5 \text{ мг.см}^{-2}$.

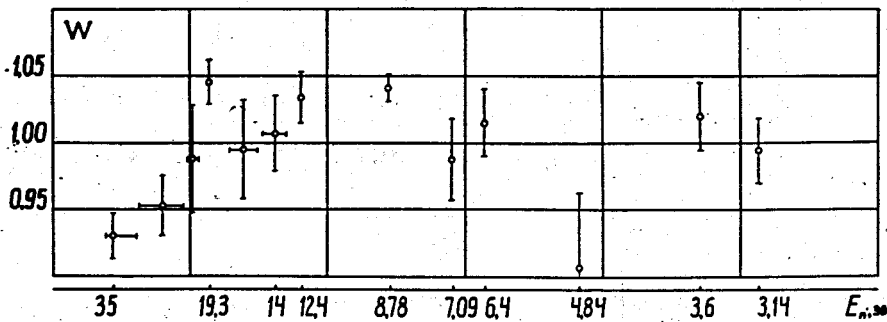
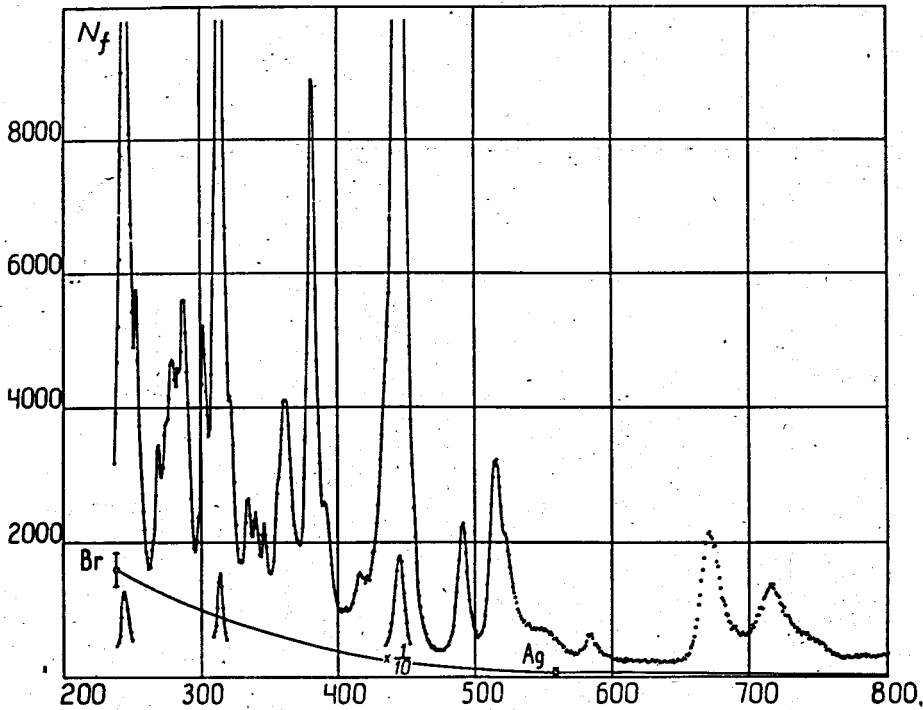


Рис. 8. Временной спектр деления ^{235}U для толстой мишени и значения W в резонансах. Горизонтальными линиями обозначены интервалы E_n для групп неразрешенных резонансов.

В заключение коротко отметим, что при правильном выборе рабочих условий, которые описаны выше, энергетическое разрешение ИИК приближается к разрешению, которым обладают относительно большие поверхностно-барьерные детекторы осколков. Что касается возможности использования больших мишеней из делящегося вещества, то в этом отношении ИИК значительно превосходит полупроводниковые детекторы. Предварительное исследование влияния нейтронного импульса ИБРа на работу ИИК, описанное выше, свидетельствует о возможности использования ИИК для решения ряда задач, которые связаны с делением ядер резонансными нейтронами.

Авторы выражают благодарность Ф.Л.Шапиро, В.И.Мостовому и Л.Б.Пикельнеру за советы и обсуждения. Авторы также благодарят Н.Чикова и инженера Б.Джакова из Института электроники Болгарской АН за содействие в работе и сотрудника мастерских Физического института БАН И.Павлова за изготовление ионизационной камеры.

Л и т е р а т у р а

1. С.Бочваров, Е.Дерменджиев, Н.Кашукеев. Препринт ОИЯИ РЗ-4110, Дубна, 1968.
2. E.Melkonian and G.K.Mehta. *Physics and Chemistry of Fission* (IAEA, Vienna, 1965), vol.II, p. 355.
3. O.Buneman et al. *Canad. J. Res.*, 27A, 191 (1949).
4. Е.Г.Кочаров. Изв. АН СССР, сер. физ. 862 (1961).
5. В.Ф.Апалин и др. ЖЭТФ, 46, 1197 (1964).
6. А.А.Воробьев, В.А.Королев. ПТЭ, №4, 42 (1961).
7. V.Z.Mihailova and E.G.Dermendjiev. *Nucl. Instr. Methods*, 66, 25 (1968).
8. Е.Дерменджиев, М.Делчев. ПТЭ, №4, 170 (1963).
9. Б.В.Фефилов, Л.Кумпф. Препринт ОИЯИ Р-2110, Дубна 1965.
10. С.Elmore. *Nucleonics*, 2, 16 (1948).
11. Г.П.Жуков и др. Препринт ОИЯИ Р-602, Дубна 1960.
12. В.Г.Субботин, Б.В.Фефилов. Препринт ОИЯИ 13-3111, Дубна 1967.

13. Г.Е.Кочаров, Г.А.Королев. Изв. АН СССР, сер. физ., 237 (1961).
14. М.Н.Омельяненко. Препринт ОИЯИ, 2082, Дубна 1965.
15. Г.П.Жуков и др., ПТЭ, №6, 66 (1963).
16. В.Д.Ананьев и др., Препринт ОИЯИ Р-2313, Дубна 1965.

Рукопись поступила в издательский отдел

8 апреля 1969 года.