

13  
Д-33



# ОБЪЕДИНЕННЫЙ ИНСТИТУТ ЯДЕРНЫХ ИССЛЕДОВАНИЙ

ЛАБОРАТОРИЯ НЕЙТРОННОЙ ФИЗИКИ

---

В.Д. Денисов, Ж.А. Козлов, Люй Минь, В.М. Назаров, Г.Н. Погодаев,  
Е.П. Шабалин, Ю.С. Язвицкий

P-1257

## НЕКОТОРЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ ИССЛЕДОВАНИЯ ХАРАКТЕРИСТИК ИБР<sub>a</sub>

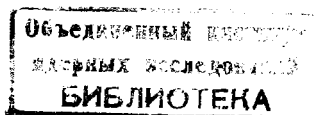
Доклад, представленный на Пражское рабочее совещание  
по физике и технике реакторов. 1У.1963.

В.Д. Денисов, Ж.А. Козлов, Люй Минь, В.М. Назаров, Г.Н. Погодаев,  
Е.П. Шабалин, Ю.С. Язвинский

P-1257

НЕКОТОРЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ ИССЛЕДОВАНИЯ  
ХАРАКТЕРИСТИК ИБР<sub>а</sub>

Доклад, представленный на Пражское рабочее совещание  
по физике и технике реакторов. 1У.1963.



Дубна 1963 год

# 1. Экспериментальное исследование флуктуаций импульсного реактора

## В в е д е н и е

Статистические флуктуации числа нейтронов, возникающих в единичном акте деления, и флуктуации длины ветвей цепного процесса приводят к флуктуациям интенсивности индивидуальной вспышки импульсного реактора.

Теоретические расчеты, устанавливающие связь дисперсии интенсивности отдельного импульса с параметрами делящихся материалов и активной зоны реактора, были выполнены в работах Л.Пала<sup>/3/</sup>, Пала и Немета<sup>/4/</sup> на основе общей теории стохастических процессов в ядерных реакторах, а также в работе А.Б.Говоркова<sup>/5/</sup> с учетом пространственного и энергетического распределения нейтронов. Приближенное рассмотрение статистики развития импульса ИБРа, выполненное Ю.Я.Стависским и И.И.Бондаренко, результаты которого изложены в работе<sup>/1/</sup>, приводит к простой связи относительной дисперсии амплитуды вспышки со средней мощностью реактора:

$$\sigma^2 = \frac{\Delta^2}{2 W_1 \beta \tau} . \quad (1)$$

Здесь  $\Delta^2$  - относительная дисперсия коэффициента размножения для единичного акта деления;  $W_1$  - средняя мощность в делениях в секунду;  $\beta$  - эффективная доля запаздывающих нейтронов;  $\tau$  - время жизни мгновенных нейтронов в реакторе.

Значение  $\Delta^2$  можно оценить следующим образом. По определению,

$$\Delta^2 = \sum_{n=0}^{\infty} n^2 \phi(n) - \left[ \sum_{n=0}^{\infty} n \phi(n) \right]^2 ,$$

где  $\phi(n)$  - вероятность образования  $n$  -делений нейтронами, возникшими в единичном акте деления. Очевидно, что

$$\phi(n) = \sum_{\nu=n}^{\infty} p(\nu) \frac{\nu! a^n (1-a)^{\nu-n}}{n! (\nu-n)!} ,$$

где  $p(\nu)$  - вероятность рождения  $\nu$  нейтронов в единичном акте деления;  $a$  - вероятность для одного нейтрона вызвать деление, усредненная по пространственно-энергетическому спектру нейтронов реактора.

Оказывается, что при коэффициенте размножения  $k = a\bar{\nu} \approx 1$

$$\Delta^2 = \frac{\bar{\nu}^2 - \bar{\nu}}{\bar{\nu}^2} ,$$

где

$$\bar{\nu}^2 = \sum_{\nu=0}^{\infty} \nu^2 p(\nu) .$$

Имеющиеся данные о распределении  $p(\nu)$  для  $U$  и  $Pu$ <sup>/6/</sup> приводят к следующей оценке значения  $\Delta^2$  :

$$\Delta = \frac{\bar{v}^2 - \bar{v}^2}{\bar{v}^2} = 0,8.$$

Во время импульса мощности ИБРа коэффициент размножения на мгновенных нейтронах, определяющий развитие цепного процесса, очень близок к 1. Таким образом, в формулу (1) можно подставить значение  $\Delta^2 = 0,8$ . Параметры  $\beta$  и  $\tau$  для ИБРа измерены П.Л. Тюнниковым с сотрудниками и равны соответственно  $(3,4 \pm 0,3) \cdot 10^{-3}$  и  $(1,3 \pm 0,2) \cdot 10^{-8}$  сек. Подставляя эти значения  $\Delta^2$ ,  $\beta$  и  $\tau$  в формулу (1) и считая, что в одном делении выделяется 200 Мэв, приходим к следующему выражению для дисперсии амплитуд импульсов ИБРа:

$$\sigma^2 = \frac{0,30}{W}. \quad (2)$$

Здесь  $W$  - средняя мощность в ваттах.

Рассмотрение динамики развития импульса мощности показывает, что форма импульса не должна изменяться от вспышки к вспышке. Если это так, то выражение (2) должно быть справедливо и для дисперсии полной энергии, выделяющейся за время вспышки.

Формула (2) указывает на принципиальную возможность абсолютного определения средней мощности реактора по данным об относительной дисперсии.

### А п п а р а т у р а

Для измерения флуктуаций интенсивности вспышек ИБРа был использован сцинтилляционный счетчик, состоящий из органического сцинтиллятора и фотозлектронного умножителя типа ФЭУ-12-а. Счетчик был установлен над реактором на расстоянии 7 м от центра активной зоны и регистрировал быстрые нейтроны и  $\gamma$ -лучи. Импульсы ФЭУ интегрировались РС-цепочкой, передавались на линейный широкополосный усилитель и анализировались амплитудным анализатором типа АИ-100.

Постоянная времени выходной цепочки ФЭУ в большинстве измерений равнялась 1 миллисекунде, т.е. значительно превосходила эффективную ширину импульса мощности ИБРа  $\theta \approx 36$  мсек<sup>1/1</sup>. При этом амплитуда импульса, снимаемого с выхода ФЭУ, пропорциональна общему числу нейтронов и  $\gamma$ -лучей, попавших в кристалл за время вспышки. Таким образом, амплитудный спектр импульсов ФЭУ передает картину флуктуаций полного числа частиц или энергии, выделяющихся во время вспышки реактора. В некоторых измерениях постоянная времени выбиралась около 0,8 мсек. В этом случае амплитудный спектр должен соответствовать флуктуациям максимальной мощности вспышки.

Во время измерения спектра реактор поддерживался на заданном уровне мощности с помощью системы автоматического регулирования. Специальные опыты позволили установить, что автоматическое регулирование не влияет на амплитудные распределения.

### Результаты и обсуждение

Измерения были проведены при разных уровнях мощности в области от 30 вт до 1200 вт. Амплитудные спектры при каждой мощности были сняты с органическими сцинтил-

$$\Delta^2 = \frac{\bar{v}^2 - \bar{v}^2}{\bar{v}^2} = 0,8.$$

Во время импульса мощности ИБРа коэффициент размножения на мгновенных нейтронах, определяющий развитие цепного процесса, очень близок к 1. Таким образом, в формулу (1) можно подставить значение  $\Delta^2 = 0,8$ . Параметры  $\beta$  и  $\tau$  для ИБРа измерены П.Л. Тюнниковым с сотрудниками и равны соответственно  $(3,4 \pm 0,3) \cdot 10^{-9}$  и  $(1,3 \pm 0,2) \cdot 10^{-8}$  сек. Подставляя эти значения  $\Delta^2$ ,  $\beta$  и  $\tau$  в формулу (1) и считая, что в одном делении выделяется 200 Мэв, приходим к следующему выражению для дисперсии амплитуд импульсов ИБРа:

$$\sigma^2 = \frac{0,30}{W} \quad (2)$$

Здесь  $W$  — средняя мощность в ваттах.

Рассмотрение динамики развития импульса мощности показывает, что форма импульса не должна изменяться от вспышки к вспышке. Если это так, то выражение (2) должно быть справедливо и для дисперсии полной энергии, выделяющейся за время вспышки.

Формула (2) указывает на принципиальную возможность абсолютного определения средней мощности реактора по данным об относительной дисперсии.

### А п п а р а т у р а

Для измерения флуктуаций интенсивности вспышек ИБРа был использован сцинтилляционный счетчик, состоящий из органического сцинтиллятора и фотоэлектронного умножителя типа ФЭУ-12-а. Счетчик был установлен над реактором на расстоянии 7 м от центра активной зоны и регистрировал быстрые нейтроны и  $\gamma$ -лучи. Импульсы ФЭУ интегрировались RC-цепочкой, передавались на линейный широкополосный усилитель и анализировались амплитудным анализатором типа АИ-100.

Постоянная времени выходной цепочки ФЭУ в большинстве измерений равнялась 1 миллисекунде, т.е. значительно превосходила эффективную ширину импульса мощности ИБРа  $\theta = 36$  мксек<sup>1/1</sup>. При этом амплитуда импульса, снимаемого с выхода ФЭУ, пропорциональна общему числу нейтронов и  $\gamma$ -лучей, попавших в кристалл за время вспышки. Таким образом, амплитудный спектр импульсов ФЭУ передает картину флуктуаций полного числа частиц или энергии, выделяющихся во время вспышки реактора. В некоторых измерениях постоянная времени выбиралась около 0,8 мксек. В этом случае амплитудный спектр должен соответствовать флуктуациям максимальной мощности вспышки.

Во время измерения спектра реактор поддерживался на заданном уровне мощности с помощью системы автоматического регулирования. Специальные опыты позволили установить, что автоматическое регулирование не влияет на амплитудные распределения.

### Результаты и обсуждение

Измерения были проведены при разных уровнях мощности в области от 30 вт до 1200 вт. Амплитудные спектры при каждой мощности были сняты с органическими сцинтил-

ляторами 3-х размеров ( $390\text{см}^3$ ,  $83\text{ см}^3$  и  $24\text{ см}^3$ ) и при 2-х значениях постоянной времени выходной цепочки ФЭУ.

Все распределения хорошо описываются гауссовскими кривыми с соответствующими значениями дисперсии. Пример такого распределения показан на рис. 1.

На рис. 2 представлены экспериментальные значения относительных дисперсий  $\sigma^2$  в функции обратного значения средней относительной мощности реактора. Видно, что точки, соответствующие одинаковым значениям объема сцинтиллятора и времени собирания, ложатся на прямые вида

$$\sigma^2 = \sigma_0^2 + \frac{a}{V} . \quad (3)$$

Закономерное изменение углового коэффициента  $a$  прямых на рис. 2 с объемом сцинтиллятора и временем собирания указывает на необходимость рассмотрения влияния измерительной системы на экспериментальные результаты. Флуктуации амплитуд импульсов обусловлены не только разбросом интенсивности реакторных вспышек, но и тем обстоятельством, что от вспышки к вспышке флуктуирует как число зарегистрированных сцинтиллятором частиц, отнесенное к единице истинной интенсивности вспышки, так и средний заряд, выделяющийся на аноде в результате действия одной частицы. Вклад детектора в дисперсию амплитудного распределения должен быть обратно пропорционален среднему числу частиц  $N$ , участвующих в формировании амплитуды импульса. В нашем случае  $N$  с хорошей степенью точности может быть представлено выражением

$$N = KWV f\left(\frac{RC}{\theta}\right), \quad (4)$$

где  $K$  - коэффициент, определяемый геометрией, эффективностью и т.п., и не зависящий от  $W$  и  $RC$ ;  $W$  - средняя мощность;  $V$  - объем сцинтиллятора;  $f\left(\frac{RC}{\theta}\right)$  - функция, учитывающая, какая доля частиц, давших световую вспышку, внесет вклад в амплитуду импульса. При  $RC \gg \theta f\left(\frac{RC}{\theta}\right) = 1$ , при  $RC \ll \theta f\left(\frac{RC}{\theta}\right) \approx \frac{RC}{\theta}$

На основании формулы (4) и высказанных выше соображений мы можем утверждать:

а) аппаратная компонента дисперсии амплитудного распределения следует закону  $1/W$  и поэтому не может исказить общий характер зависимости дисперсии интенсивности вспышки от средней мощности, предсказанной формулой (1);

б) оценка влияния аппаратного расширения распределений может быть сделана при сопоставлении данных, полученных при разных значениях произведения  $V f(RC/\theta)$ .

Как видно из рис. 3, аппаратными эффектами можно полностью пренебречь при использовании данных, полученных со сцинтиллятором  $390\text{ см}^3$  и  $RC = 1$  мсек, иначе говоря, распределения, полученные с этим сцинтиллятором при  $RC = 1$  мсек, передают истинные распределения интенсивности вспышек ИБРа.

Рассмотрение результатов экспериментов позволяет также прийти к выводу о справедливости предположения относительно постоянства формы импульса мощности реактора. Если бы форма импульса мощности изменялась от вспышки к вспышке, то дисперсии распределений, полученных с  $RC = 0,8$  мсек, и распределений, полученных с  $RC = 1$  мсек, не

ложились бы на одну гладкую кривую вида  $1 + \frac{1}{Vf(RC/\theta)}$ , как это получается на рис. 3.

Вывод о постоянстве формы подкрепляется также и серией осциллограмм отдельных импульсов ФЭУ при  $RC = 0,8$  мксек. Влияние  $\gamma$ -лучей при этом исключалось фильтрацией излучения, падающего на ФЭУ, с помощью свинцового фильтра.

Как уже отмечалось, ход относительной дисперсии распределений интенсивности всплеск описывается прямой вида

$$\sigma^2 = \sigma_0^2 + \frac{\text{const}}{W}$$

Существование постоянного члена  $\sigma_0^2$ , выражающего дисперсию при бесконечной мощности реактора, не предсказывается формулой (2). По-видимому,  $\sigma_0^2$  не связан с цепным процессом, а обусловлен вибрациями деталей активной зоны, так как при разных запусках реактора были получены прямые с одинаковым наклоном, но разными значениями  $\sigma_0^2$ . Усреднение по нескольким сериям дает  $\sigma_0^2 = 1,26 \cdot 10^{-3}$ . Постановка в формулу (2) значения  $(\sigma^2 - \sigma_0^2)$  вместо  $\sigma^2$  приводит к формуле

$$W = \frac{0,30}{\sigma^2 - \sigma_0^2} \quad (2a)$$

Значения мощности, определенные по этой формуле с использованием наших данных об относительной дисперсии совпали в пределах погрешностей измерений со значениями, полученными по тепловыделению в активной зоне. Способ оценки мощности по флуктуациям имеет погрешности в пределах 20-30% из-за неточного знания параметров  $\beta, r$  и  $\Delta^2$ .

### 2. Экспериментальное исследование замедлителей для ИБР

С целью выяснения возможности увеличения потока медленных нейтронов в направлении экспериментальных каналов на ИБРе были исследованы различные замедляющие фильтры. Исследование включало в себя определение энергетического спектра нейтронов и времени жизни тепловых нейтронов в замедлителях различной геометрии и состава. Исследуемые замедлители (вода, спирт, парафин) заливались в прямоугольные бачки из алюминия размером 40 x 40 см и толщиной от 26 до 150 мм; замедлители находились на расстоянии 30 мм от внешней поверхности вольфрамового отражателя (в 200 мм от центра активной зоны).

#### 1. Энергетические спектры и плотности потока нейтронов

Энергетический спектр нейтронов определялся методом времени пролета на базах до 100 метров. В диапазоне 0,005-50 эв разрешение по энергии было не хуже 5-6%; статистическая ошибка не превышала 3%, а просчеты - 1,5%. Были получены распределения по энергиям плотности потока тепловых и надтепловых нейтронов, вылетающих с поверхности водяного замедлителя толщиной от 26 до 150 мм. Характерный вид спектров приведен на рис. 4. Все спектры приводились к одной мощности реактора, и таким образом можно было сравнить потоки нейтронов определенной энергии для различных замедлителей. Оптимальной по выходу тепловых нейтронов следует считать толщину слоя воды 60-70 мм. Для нейтронов энергии 0,2-20 эв оптимальным является слой в 40 мм, для больших энергий - более тонкие слои.

Исследованные замедлители из спирта и парафина дают выход нейтронов не больший, чем водяной замедлитель. Необходимо также отметить, что парафин весьма неудобно применять в качестве замедляющего фильтра из-за сильного изменения его физических свойств в потоке быстрых нейтронов. Абсолютное значение потока тепловых нейтронов в экспериментальном канале на расстоянии 100 метров от реактора для оптимального водяного замедлителя  $\approx 10^3 \frac{\text{н}}{\text{см}^2 \text{сек}}$ . Методом активации тонкой золотой фольги было определено распределение по толщине потока тепловых нейтронов в водяном замедлителе толщиной 150 мм при средней мощности реактора  $\approx 1$  Квт (рис. 5). Активность фольги определялась двумя независимыми способами - по  $\beta$ - $\gamma$  совпадениям и сцинтилляционным детектором по площади фотогчка, которые дали совпадающие результаты. Максимальное значение потока  $6 \cdot 10^{10} \frac{\text{н}}{\text{см}^2 \text{сек}}$  на расстоянии  $\approx 4$  см от поверхности замедлителя, обращенной к реактору, более чем на порядок превышает значение потока на поверхности тонкого замедлителя  $\approx 80$  мм  $\text{H}_2\text{O}$ . Это обстоятельство, хорошо известное также из теории диффузии, дает основания полагать, что, выводя нейтроны из середины толстого замедлителя через отверстия, можно ожидать увеличения потока тепловых нейтронов в направлении осей отверстий по сравнению с потоком из сплошного замедлителя оптимальной толщины. Результаты расчетов, выполненных В.П. Алфименковым, предсказывают увеличение потока нейтронов в малый телесный угол в 4 раза.

Исследованный в настоящей работе "дырочный" замедлитель представлял собой Plexiglas-овый блок размером 40x40x6 см со сквозными диаметрами 3 и 4 мм, занимающими 2/3 объема блока, приставленный вплотную к кассете с водой толщиной от 26 до 66 мм (рис. 6). Опыты показали, что оптимальной является толщина слоя воды 35-40 мм. Как видно на рис. 4, в области тепловых и "холодных" нейтронов "дырочный" замедлитель дает в направлении экспериментального канала значительное увеличение потока в сравнении с оптимальным водяным замедлителем, достигающее почти 100% для 0,008-0,01 эв.

## 2. Время жизни нейтронов в замедлителе

Важнейшей характеристикой спектрометра по времени пролета является величина  $Q/T^2$ , ( $Q$  - интенсивность источника нейтронов,  $T$  - длительность импульса нейтронов), которая пропорциональна максимальной скорости счета в канале временного анализатора при заданном разрешении по энергиям. Для тепловых нейтронов ИБР  $T$  определяется длительностью импульса реактора по быстрым нейтронам (40 мксек) и временем жизни нейтронов в замедлителе относительно захвата и утечки (разбросом времен замедлителя по проведенным оценкам можно пренебречь). Экспериментальная оценка времени жизни тепловых нейтронов  $\tau$  была получена из анализа бериллиевой границы на энергии 0,0052 эв. Перед детектором тепловых нейтронов на базе ставился бериллиевый фильтр толщиной 80 мм. Спектр по временным каналам вблизи энергии 0,0052 эв имел вид, показанный на рис. 7. Так как выход тепловых нейтронов из замедлителя от мгновенного импульса быстрых нейтронов меняется по закону  $e^{-t/\tau}$ , то форма бериллиевой границы в ее верхней части должна описываться функцией  $I = a(1 - e^{-\frac{t-t_0}{\tau}})$  и, следовательно,  $\tau$  легко определяется по наклону прямой  $\ln(1 - I/a) = -\frac{t}{\tau} + \frac{t_0}{\tau}$ .



Времена жизни нейтронов, измеренные для водяных замедлителей разной толщины и "дырочного" замедлителя, приведены в таблице 1. Ошибка измерений  $\approx 20\%$ . Здесь же приведены относительные значения потоков тепловых нейтронов  $\zeta$  энергий 0,025 эв и 0,005 эв.

Т а б л и ц а 1

Измеренная величина	Замедлитель Вода 26 мм	Вода 36 мм	Вода 46 мм	Вода 56 мм	Вода 76 мм	"Дырочный" замедлитель
$\tau$ /мксек/	38	61	-	82*	95	103
$\zeta$ /относительн./ для $E = 0,025$ эв	0,4	0,8	0,96	1	1	1,5
$\zeta$ для $E = 0,005$ эв	0,4	0,8	0,96	1	1	1,95

Л и т е р а т у р а

1. Г.Е.Блохин и др. Атомная энергия 10 (1961), 437.
2. Г.Е.Блохин и др. Physics of Fast and Intermediate Reactors JAEA Vienna 1962, p. 399.
3. L.Pal. Suppl. Nuovo Cim. 7, 25 (1958).  
Proc. 2-nd UNConf. PUAE 16, 687 (1958).
4. L.Pal, T.Nemet. Pile Neutron Research in Physics Vienna 1962, p. 491.
5. А.Б.Говорков. Атомная энергия 13 (1962), 152.
6. Б.Г.Ерозолимский. Физика деления, 1957. Приложение к журналу "Атомная энергия".

Рукопись поступила в издательский отдел  
10 апреля 1963 года.

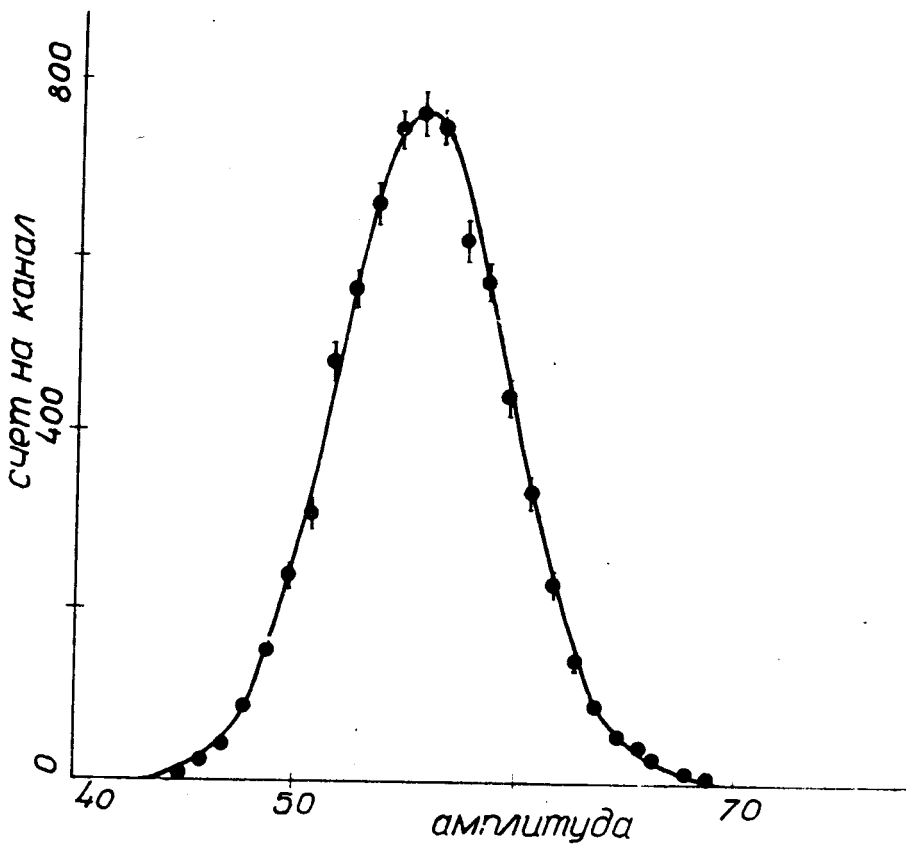


Рис. 1. Амплитудное распределение импульсов ФЭУ при средней мощности реактора 90 ватт. Сплошная кривая рассчитана по формуле Гаусса и нормирована по полному числу отсчетов. Точками отмечены экспериментальные данные. В ошибки экспериментальных точек включены статистические погрешности числа отсчетов и погрешности, обусловленные слабым дрейфом аппаратуры. ( $\approx 1\%$  в амплитуде импульса).

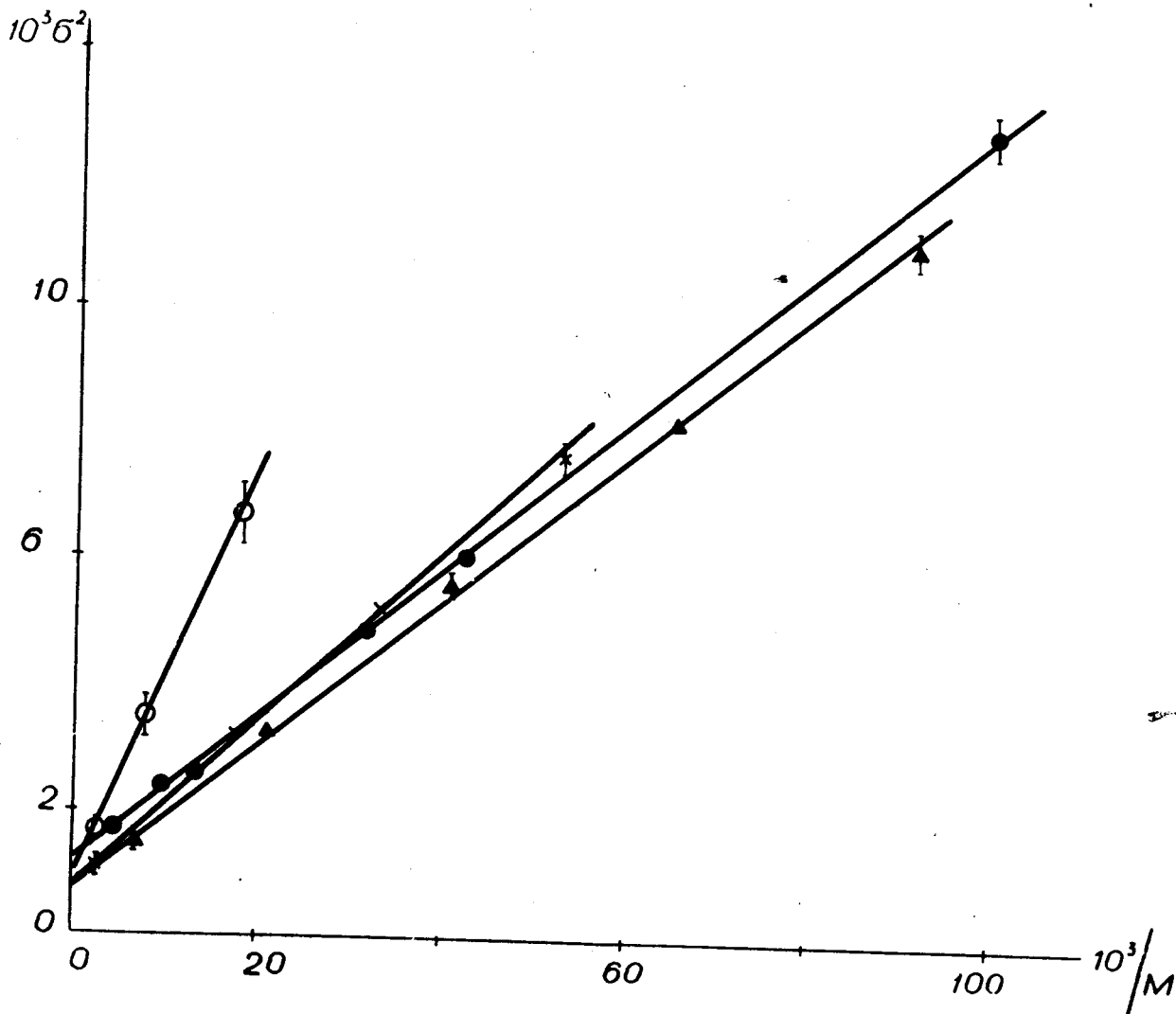


Рис. 2. Относительная дисперсия  $\sigma^2$  амплитудного распределения в функции обратного значения мощности  $1/M / M$  в относительных единицах) при разных условиях измерений: черные точки - со сцинтиллятором  $V = 390 \text{ см}^3$  и  $RC = 1 \text{ мсек}$ ; черные треугольники - со сцинтиллятором  $V = 83 \text{ см}^3$  и  $RC = 1 \text{ мсек}$ ; крестики - со сцинтиллятором  $V = 390 \text{ см}^3$  и  $RC = 0,8 \text{ мсек}$ ; кружки - со сцинтиллятором  $V = 24 \text{ см}^3$  и  $RC = 0,8 \text{ мсек}$ .

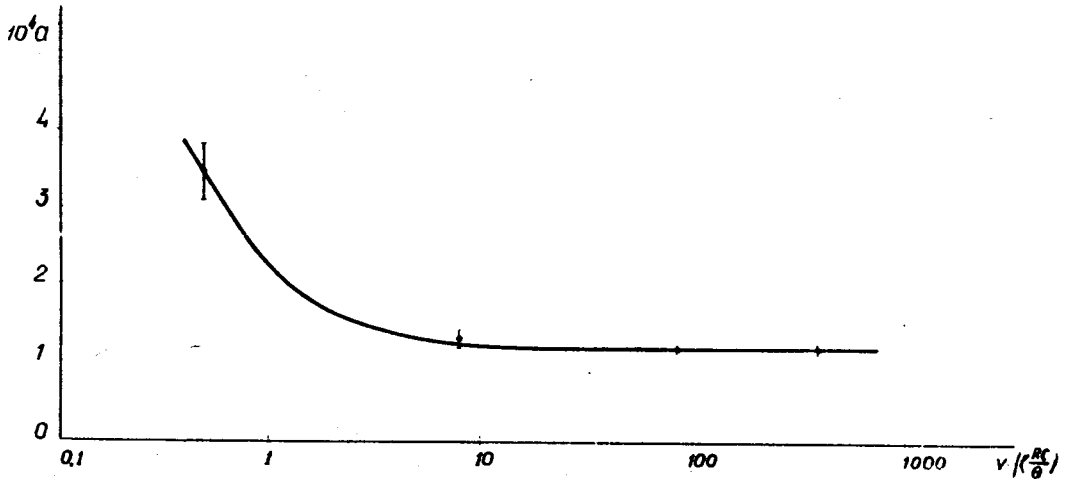


Рис. 3. Зависимость коэффициента  $a$  в формуле (3) от произведения  $VI(RC/\theta)$ . Плавная кривая рассчитана по формуле  $a - a_0 = 1 / VI(RC/\theta)$ , и нормирована по точке, соответствующей  $V = 380 \text{ см}^3$  и  $RC = 1 \text{ мсек}$ .

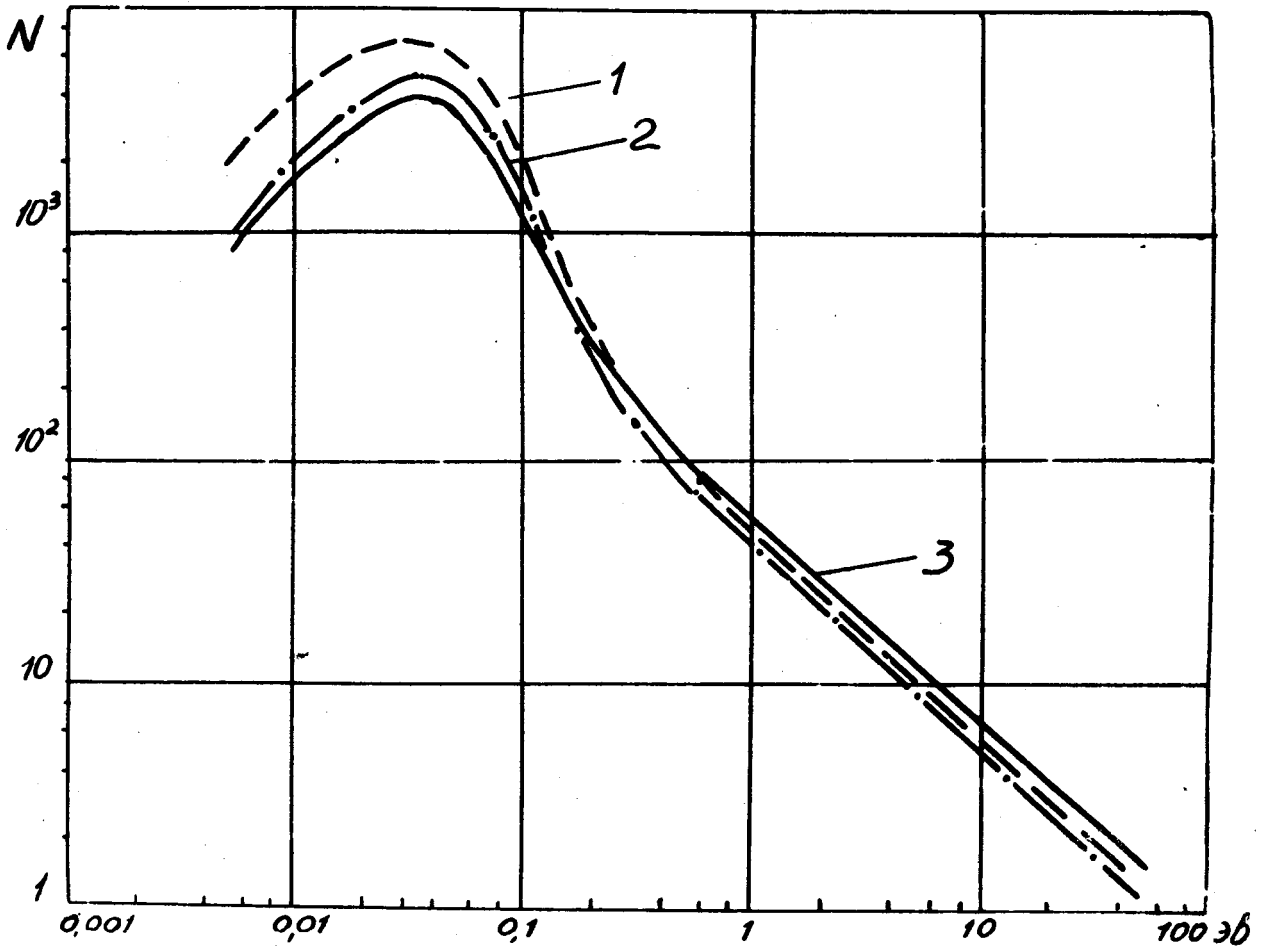


Рис. 4. Распределение плотности потока нейтронов по энергиям для трех замедлителей (в относительных единицах).

Кривая 1 - для "дырочного" замедлителя (см.рис.6).  
 Кривая 2 - для 56 мм  $H_2O$   
 Кривая 3 - для 36 мм  $H_2O$

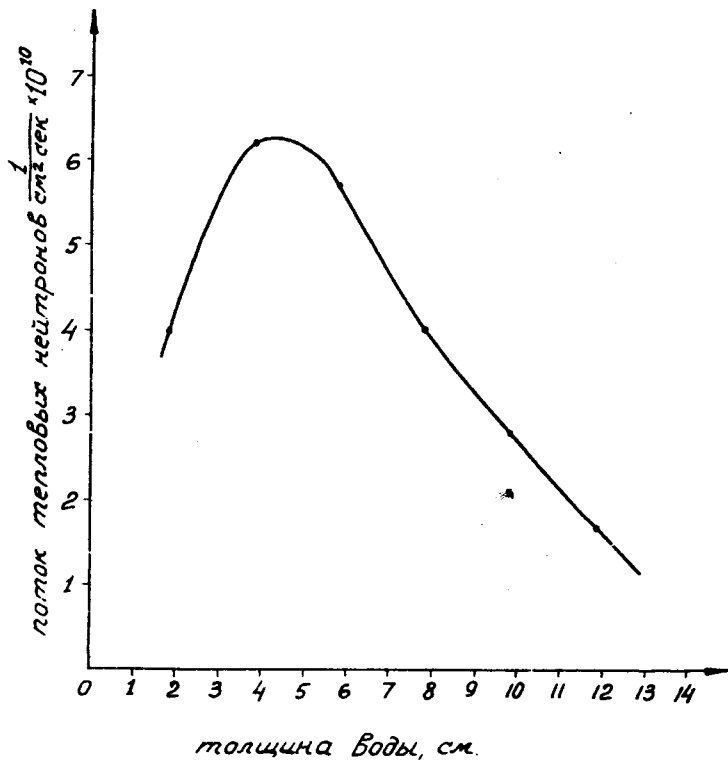


Рис. 5. Плотность потока нейтронов в водяном замедлителе толщиной 150 мм.  
Средняя мощность реактора - 1 Квт.

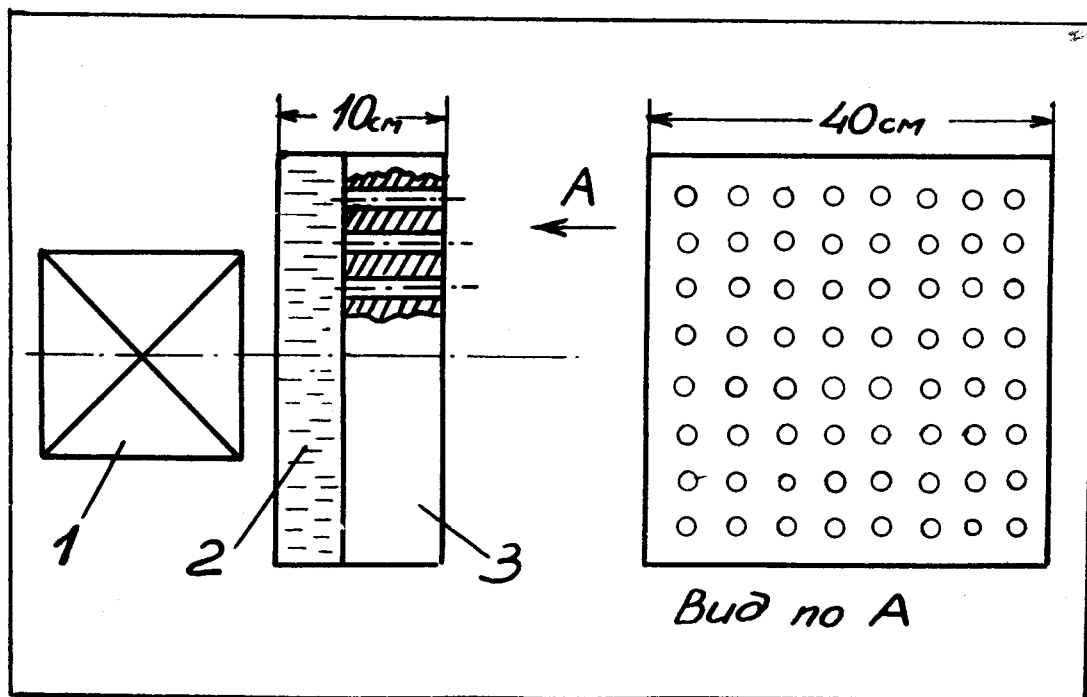


Рис. 6. Схема "дырочного" замедлителя.  
1 - реактор с отражателем. 2 - слой воды. 3 - органическое стекло с отверстиями диаметром 3 мм. (На схеме отверстия показаны не в масштабе).

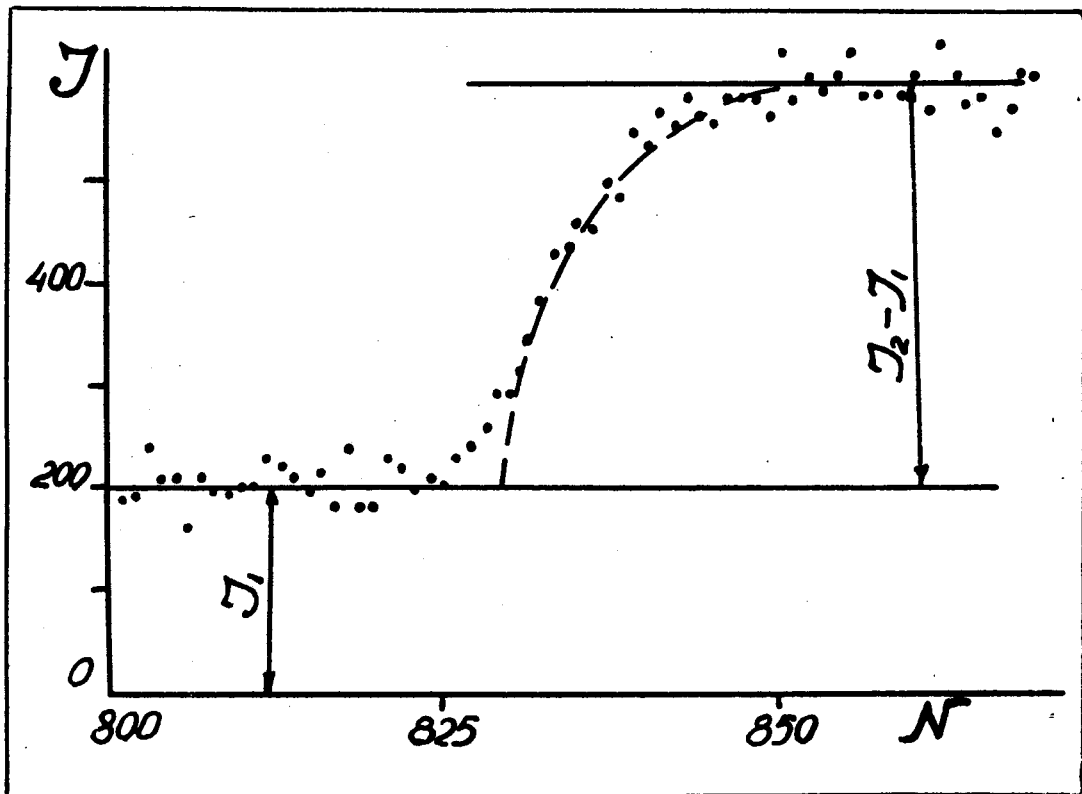


Рис. 7. Форма "бериллиевой границы" при энергии 0,0052 эв, снятая для "дырочного" замедлителя. По оси абсцисс отложен номер канала временного анализатора (ширина канала - 16 мксек), по оси ординат - счет в канале. Пунктирная кривая описывается функцией

$$I - I_1 = (I_2 - I_1) \left( 1 - \exp \left[ - \frac{N - 829}{\tau} 16 \right] \right)$$

$$\tau = 103 \text{ мксек.}$$