

22B

13
193



ОБЪЕДИНЕННЫЙ ИНСТИТУТ ЯДЕРНЫХ ИССЛЕДОВАНИЙ
ЛАБОРАТОРИЯ НЕЙТРОННОЙ ФИЗИКИ

Люд Минь, Е.П. Шабалин, Ю.С. Язвический

1226

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ
ФЛУКТУАЦИЙ ИМПУЛЬСНОГО РЕАКТОРА

*Ан. энергия, 1964, т16, в1, с12-16.
У. Иссл. Энергия, рт А.В., 1965,
v19, н. 2, р 107-113.*

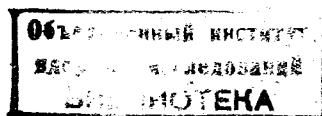
Люб Минь, Е.П. Шабалин, Ю.С. Язвический

1226

1838/2
чр.

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ
ФЛУКТУАЦИЙ ИМПУЛЬСНОГО РЕАКТОРА

Направлено в журн. "Атомная энергия"



Дубна 1963 год

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

Поскольку эти флуктуации могут влиять на работу регулирующей аппаратуры реактора и на просчеты физической аппаратуры, экспериментальное исследование флуктуаций представляет несомненный практический интерес. С другой стороны, экспериментальные данные о флуктуациях могут служить критерием правильности теоретических расчетов, устанавливающих связь дисперсии интенсивности отдельного импульса с параметрами делящихся материалов и активной зоны реактора. Такие расчеты были выполнены в работах Пала^{/1/}, Пала и Немета^{/2/} на основе общей теории стохастических процессов в ядерных реакторах, а также в работе Говоркова^{/3/}. Результаты упрощенного рассмотрения флуктуаций интенсивности вспышек, выполненного И.И. Бондаренко и Ю.Я. Ставским, сообщались в работе^{/4/}. В той же работе приведены результаты предварительных экспериментов.

В данной работе описываются измерения флуктуаций интенсивности вспышек импульсного реактора /ИБР/ Лаборатории нейтронной физики ОИЯИ. Как указывалось в работе^{/4/}, приближенное рассмотрение статистики развития импульса ИБРа приводит к простой связи относительной дисперсии интенсивности вспышки σ^2 со средней мощностью реактора

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

Здесь Δ^2 - дисперсия коэффициента размножения для единичного акта деления; W_1 - средняя мощность в числе делений в секунду; β - эффективная доля запаздывающих нейтронов; τ - время жизни мгновенных нейтронов реактора.

Значение Δ^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. Если ценность всех нейтронов одинакова, то

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

где $p(\nu)$ - вероятность рождения ν нейтронов в единичном акте деления; a - ве-

$x/$ В работах^{/1,2/} конечные результаты имеют сложную аналитическую форму, что затрудняет их сравнение с экспериментом. Выражение для σ^2 , полученное в работе^{/3/}, отличается от формулы /1/ на множитель, содержащий интегралы от функции распределения нейтронов по активной зоне, отличие которого от /1/ лежит в пределах погрешностей наших измерений.

роятность для одного нейтрона вызвать деление, усредненная по активной зоне 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 /5/ приводят к следующей оценке значения Δ^2 :

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

Во время импульса мощности ИБР^а 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 β и τ для ИБР^а измерены П.Л.Тютюниковым с сотрудниками и равны соответственно $(3,5 \pm 0,3) \cdot 10^{-3}$ и $(1,3 \pm 0,2) \cdot 10^{-8}$ сек. Подставляя эти значения Δ^2 , β и τ в формулу (1) и считая, что в одном делении выделяется 200 Мэв, приходим к следующему выражению для дисперсии амплитуд импульсов ИБР^а:

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

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. Это весьма заманчиво, так как из-за целого ряда технических причин абсолютные определения мощности ИБР^а по числу вылетающих нейтронов или по тепловыделению не очень надежны.

А п п а р а т у р а

Для измерения флуктуаций интенсивности вспышек ИБР^а был использован сцинтилляционный счетчик, состоящий из органического сцинтиллятора и фотоэлектронного умножителя типа ФЭУ-12-а. Счетчик был установлен над реактором на расстоянии 7 метров от центра активной зоны и регистрировал быстрые нейтроны и γ -лучи. Импульсы ФЭУ интегрировались выходной RC цепочкой, передавались с помощью катодного повторителя по кабелю длиной ~ 300 метров на линейный широкополосный усилитель и анализировались амплитудным анализатором типа АИ-100. Все цепи аппаратуры были приспособлены для работы с импульсами, длительностью от долей микросекунды до нескольких миллисекунд.

Постоянная времени выходной цепочки ФЭУ в большинстве измерений равнялась

1 миллисекунде, т.е. значительно превосходила эффективную ширину импульса мощности ИБР^а $\theta \approx 36$ мсек^{1/4}. При этом амплитуда импульса, снимаемого с выхода ФЭУ, пропорциональна общему числу нейтронов и γ -лучей, попавших в кристалл за время вспышки^{х)}. Таким образом, амплитудный спектр импульсов ФЭУ передает картину флуктуаций полного числа частиц или энергии, выделяющихся во время вспышки реактора. В некоторых измерениях постоянная времени RC выбиралась около 0,8 мсек. В этом случае амплитудный спектр должен соответствовать флуктуациям максимальной мощности вспышки. Измерения с разными RC были необходимы для оценки влияния аппаратных эффектов.

В опыте измерялись амплитудные спектры импульсов, соответствующие различным значениям средней мощности ИБР^а. Относительный уровень средней мощности для каждого спектра определялся по показаниям мониторов 2-х пропорциональных борных счетчиков СМ-5, установленных в 70 м от реактора. Эти мониторы являются составной частью спектрометра по времени пролета, работающего на базе ИБР^а^{1/6}. 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. При переходе от одного уровня мощности к другому измерения не начинались до установления теплового равновесия в реакторе.

Результаты и обсуждение

Измерения были проведены при 6-ти уровнях мощности в области от ~ 30 вт до 1200 вт. Амплитудные спектры при каждой мощности были сняты с органическими сцинтилляторами 3-х размеров (390 см³, 83 см³ и 24 см³) и при 2-х значениях постоянной времени выходной цепочки ФЭУ. График зависимости наиболее вероятной амплитуды от показаний монитора, приведенный на рис. 1, свидетельствует о том, что применяемая аппаратура обладала хорошей линейностью во всем диапазоне и не вносила искажений в распределения.

Все распределения хорошо описываются гауссовскими кривыми с соответствующими значениями дисперсии. Пример такого распределения показан на рис. 2.

На рис. 3 представлены экспериментальные значения относительных дисперсий σ_{Σ}^2 в функции обратного значения скорости счета монитора. Видно, что точки, соответствующие одинаковым значениям объема сцинтиллятора и времени собирания, ложатся на прямые вида

$$\sigma_{\Sigma}^2 = \sigma_0^2 + \frac{a}{W} \quad (3)$$

Значения σ_0^2 и a , определенные методом наименьших квадратов, приведены в таблице 1.

х) Оценки показывают, что за время вспышки в кристалл попадает большое количество частиц, поэтому количество света в кристалле можно выразить произведением числа зарегистрированных частиц на усредненный световой выход для одной частицы.

Таблица 1

Значения σ_0^2 и a формулы (3), определенные по точкам рис. 3

Объем кристалла V см ³	390	83	390	24
Время собирания RC	1 мсек	1 мсек	0,8 мсек	0,8 мсек
$f(RC/\theta)$	1	1	0,02	0,02
$Vf(RC/\theta)$	390	83	7,8	0,5
a /относит. ед./	$(1,11 \pm 0,03) \cdot 10^{-4}$	$(1,15 \pm 0,03) \cdot 10^{-4}$	$(1,33 \pm 0,06) \cdot 10^{-4}$	$(3,84 \pm 0,3) \cdot 10^{-4}$
σ_0^2	$(1,26 \pm 0,07) \cdot 10^{-3}$	$(0,85 \pm 0,14) \cdot 10^{-3}$	$(0,83 \pm 0,16) \cdot 10^{-3}$	$(0,60 \pm 0,24) \cdot 10^{-3}$

Закономерное изменение углового коэффициента прямых на рис. 3 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^{х)}. В нашем случае N с хорошей степенью точности может быть представлено выражением

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

где K - коэффициент, определяемый геометрией, эффективностью и т.п. и не зависящий от W и RC ; W - средняя мощность; V - объем сцинтиллятора; $f(RC/\theta)$ - 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 $RC \ll \theta$ $f\left(\frac{RC}{\theta}\right) = \frac{RC}{\theta}$.

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

а) аппаратная компонента дисперсии амплитудного распределения следует закону $\frac{1}{W}$ 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 $Vf(RC/\theta)$.

Как видно из рис. 4, аппаратными эффектами можно полностью пренебречь при использовании данных, полученных со сцинтиллятором 390 см³ и $RC = 1$ мсек, иначе говоря, распределения, полученные с этим сцинтиллятором при $RC = 1$ мсек, передают истинные флуктуации вспышек ИБР^а.

^{х)} Это утверждение следует из общих положений теории вероятностей и пуассоновского распределения для числа попаданий частиц в сцинтиллятор. При этом нужно иметь в виду большое число попаданий.

Рассмотрение рис. 4 позволяет также прийти к выводу о справедливости предположения о постоянстве 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 $1/[Vf(RC/\theta)]$, как это получается на рис. 4.

Вывод о постоянстве формы подкрепляется также и серией осциллограмм отдельных импульсов ФЭУ при $RC = 0,8$ мсек. Влияние γ -лучей при этом исключалось фильтрацией излучения, падающего на ФЭУ, с помощью свинцового фильтра. Тот и другой способ оценки постоянства формы имеет точность порядка 10%.

Как уже отмечалось выше, распределения, полученные со сцинтиллятором $V = 390 \text{ см}^3$ и $RC = 1$ мсек, соответствуют истинным распределениям интенсивности импульсов мощности ИБР^а. Ход относительной дисперсии этих распределений описывается прямой

$$\sigma_{\Sigma}^2 - \sigma_0^2 = \frac{\text{const}}{W}, \quad (5)$$

где σ_0^2 - постоянная величина.

Существование постоянного члена σ_0^2 , выражающего дисперсию при бесконечной мощности реактора, не предсказывается формулой (2). Причины появления σ_0^2 пока еще хорошо не выяснены. Однако, по-видимому, σ_0^2 не связано с целным процессом, а обусловлено вибрациями деталей активной зоны, так как при разных запусках реактора были получены прямые с одинаковым наклоном, но разными значениями σ_0^2 . Усреднение по нескольким сериям дает значение $\sigma_0^2 = 1,26 \cdot 10^{-3}$. Подстановка в формулу (2) значения $\sigma_{\Sigma}^2 - \sigma_0^2$ вместо σ^2 приводит к формуле

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

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. Измерения распределений интенсивностей индивидуальных вспышек импульсного реактора могут быть рекомендованы для абсолютного определения средней мощности реактора в той области, где σ_0^2 не играет заметной роли, т.е. в области до 200 вт в случае ИБР^а. Мы полагаем, что в нашем случае такой способ имеет погрешность в пределах 20-30%. Лучшую точность можно получить, уменьшив экспериментальные погрешности величин β , τ и Δ^2 .

В заключение авторы считают своим приятным долгом выразить признательность Ф.Л. Шапиро за постоянный интерес к работе и полезные обсуждения, а также В.Д. Ананьеву, В.Д. Денисову, Б.Н. Дерягину, С.А. Квасникову, В.Т. Руденко и Л.Е. Руденко за помощь при измерениях.

х) Этот результат несколько отличается от данных предварительных измерений, суммированных на рис. 12 работы^{/4/} и рис. 11 и 15 работы^{/7/}. Причины различия состоят в том, что с тех пор были уточнены параметры β и τ ИБР^а и улучшена калибровка средней мощности реактора. В работах^{/4/} и^{/7/} не было рассмотрено также влияние аппаратуры на измеряемую величину дисперсии.

Л и т е р а т у р а

1. L.Pal. Suppl Nuovo Cim. 7 (1958), 25. Proc. 2-nd U.N. Conf. P.U.A.E 16 (1958), 687.
2. Л.Пал, Г.Немет. 'Pile Neutron Research in Physics'. Vienna 1962, p. 491.
3. А.Б.Говорков. Атомная энергия 13 (1962), 152.
4. Г.Е.Блохин, Д.И.Блохинцев, Ю.А.Блюмкина, И.Н.Бондаренко, Б.Н.Дерягин, А.С.Займовский, В.П.Зиновьев, О.Д.Казачковский, Ким Хен Бон, Н.В.Краснояров, А.И.Лейпунский, В.А.Малых, П.Н.Назаров, С.К.Николаев, Ю.А.Стависский, Ф.И.Украинцев, И.М.Франк, Ф.Л.Шапиро, Ю.С.Язвицкий. Атомная энергия, 10 (1961), 437.
5. Б.Г.Ерозолимский. Физика деления, 1957. Приложение к журналу "Атомная энергия".
6. Г.И.Забиякин, Л.Б.Пикельнер, Ю.А.Стависский, И.М.Франк, Ф.Л.Шапиро "Материалы рабочего совещания по физике медленных нейтронов" Дубна, 1962 г. стр. 38.
7. Г.Е.Блохин, Д.И.Блохинцев, Ю.А.Блюмкина, И.Н.Бондаренко, Б.Н.Дерягин, А.С.Займовский, В.П.Зиновьев, О.Д.Казачковский, Ким Хен Бон, Н.В.Краснояров, А.И.Лейпунский, В.А.Малых, П.М.Назаров, С.К.Николаев, Ю.А.Стависский, Ф.И.Украинцев, И.М.Франк, Ф.Л.Шапиро, Ю.С.Язвицкий.
Physics of Fast and Intermediate Reactors I.A.E.A. Vienna 1962, P.399.

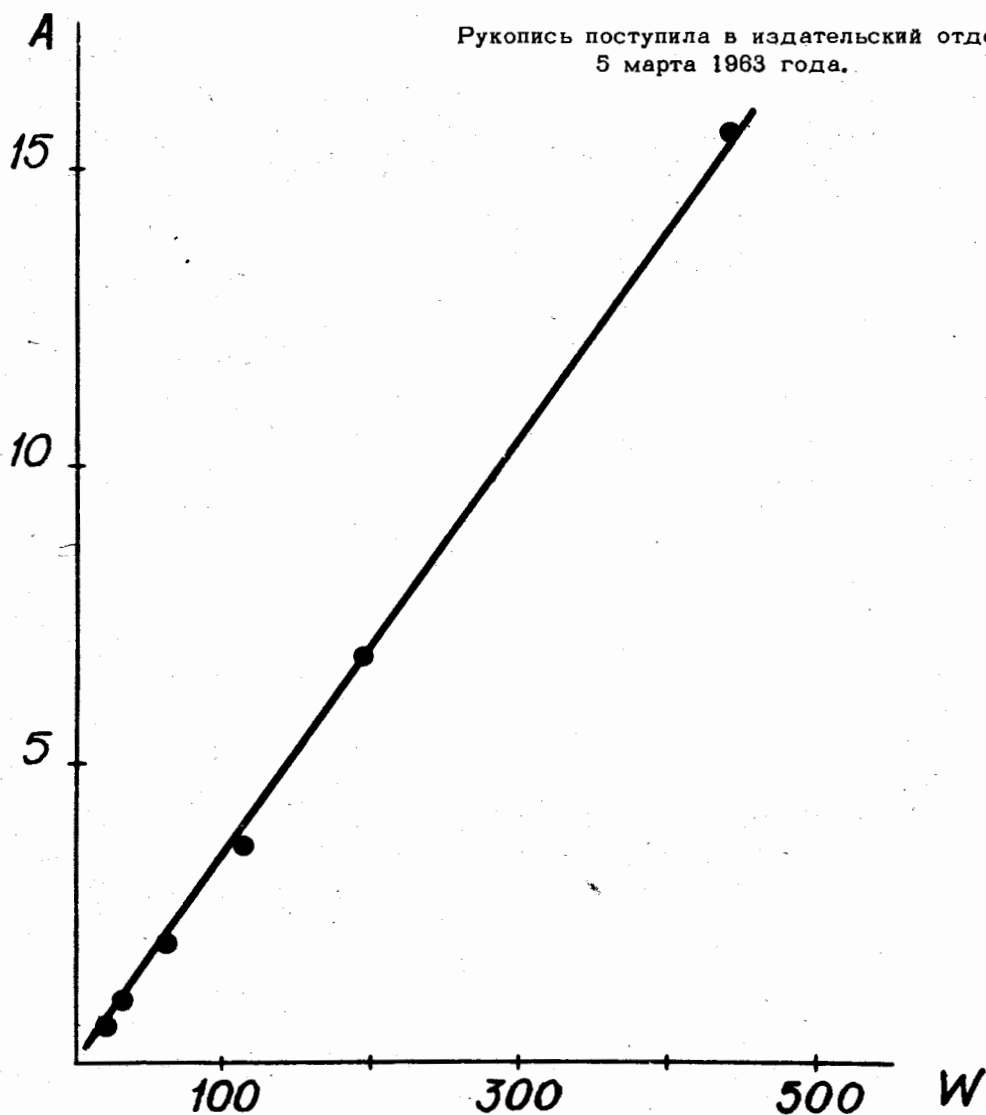


Рис. 1. Зависимость наиболее вероятной амплитуды импульсов A от мощности W .
(A и W в относительных единицах).

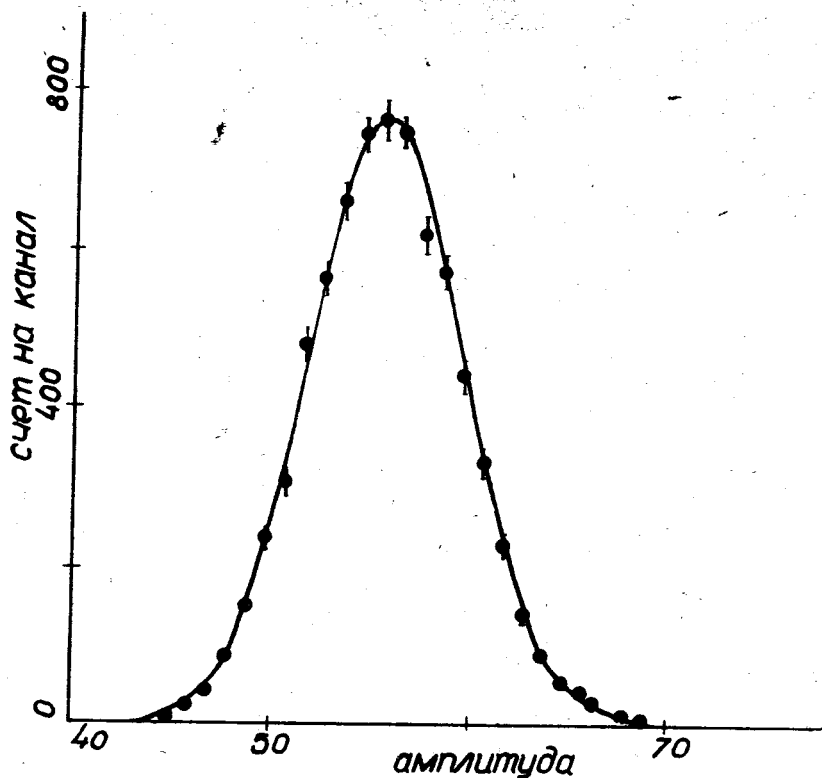


Рис. 2. Амплитудное распределение импульсов ФЭУ при средней мощности реактора 90 ватт. Сплошная кривая рассчитана по формуле Гаусса и нормирована по полному числу отсчетов. Точками отмечены экспериментальные данные. В ошибки экспериментальных точек включены статистические погрешности числа отсчетов и погрешности, обусловленные слабым дрейфом аппаратуры (~1% в амплитуде импульса).

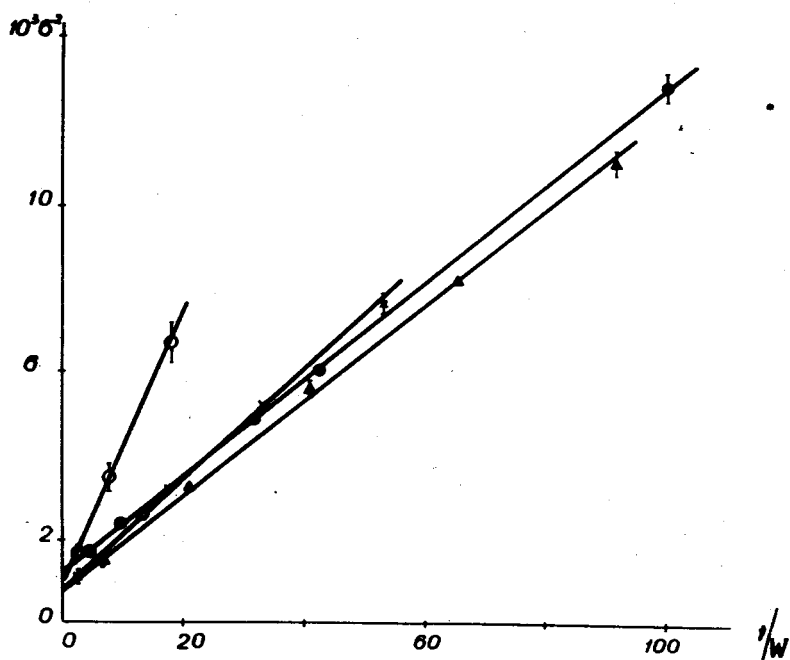


Рис. 3. Относительная дисперсия σ_{Σ}^2 амплитудного распределения в функции обратного значения мощности W (W в относительных единицах) при разных условиях измерений: черные точки - со сцинтиллятором $V = 390 \text{ см}^3$ и $RC = 1$ мсек; черные треугольники - со сцинтиллятором $V = 83 \text{ см}^3$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

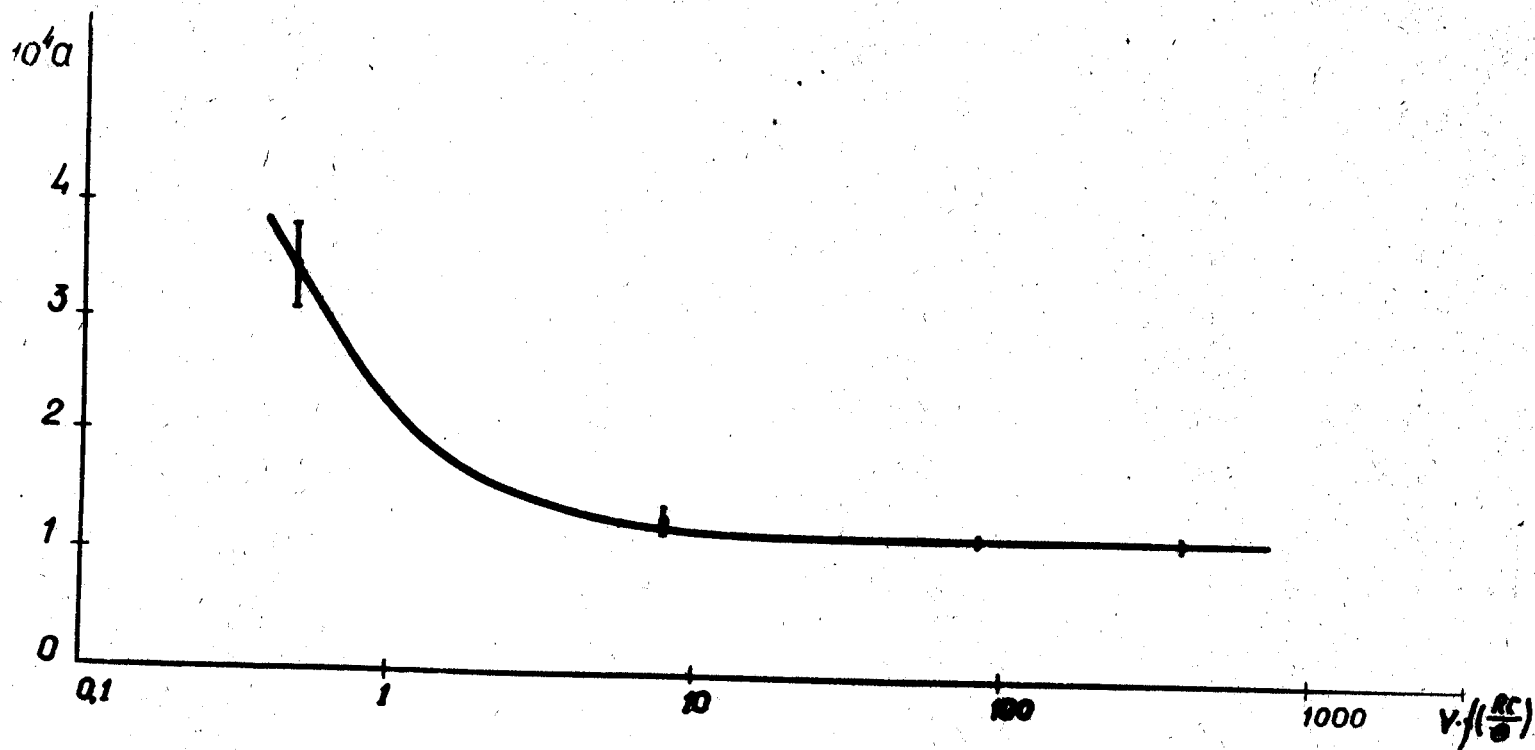


Рис. 4. Зависимость коэффициента a в формуле (3) от произведения $V f(RC/\theta)$. Кривая рассчитана по формуле $a - a_0 = \frac{1}{V f(RC/\theta)}$, и нормирована по точке, соответствующей $V = 390 \text{ см}^3$ и $RC = 1$ мсек.