

ФИЗИКО-ЭНЕРГЕТИЧЕСКИЙ ИНСТИТУТ

*Л. А. ТРЫКОВ, Н. Д. ТЮФЯКОВ*

**ОСНОВНЫЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ ДИФФЕРЕНЦИАЛЬНОГО  
ОДНОКРИСТАЛЛЬНОГО СЦИНТИЛЛЯЦИОННОГО  
СПЕКТРОМЕТРА НЕЙТРОНОВ**

ФЗИ-351

ФИЗИКО-ЭНЕРГЕТИЧЕСКИЙ ИНСТИТУТ

Л.А.Трыков, Н.Д.Тюфяков

ОСНОВНЫЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ ДИФФЕРЕНЦИАЛЬНОГО  
ОДНОКРИСТАЛЛЬНОГО СИМТИЛЛЯЦИОННОГО СПЕКТРОМЕТРА  
НЕЙТРОНОВ

Обнинск - 1972

М - 17

УДК - 539.125.5.164

### А Н Н О Т А Ц И Я

В работе описана обнаруженная зависимость формы импульса, возникающего в органических кристаллических сцинтилляторах при возбуждении их тяжелыми заряженными частицами, от направления движения частицы в сцинтилляторе. Показаны возможность и преимущества использования этого эффекта для решения ряда задач спектрометрии ионизирующих излучений, в частности, быстрых нейтронов.

При возбуждении некоторых типов сцинтилляторов ионизирующим излучением форма светового импульса, возникающего в сцинтилляторе, а соответственно и форма импульса тока на диодах ФЭУ зависят от вида возбуждающего излучения [1,2]. Анализ имеющихся по этому поводу данных показывает, что на характер указанной зависимости оказывает влияние структура сцинтиллятора. Поэтому можно полагать, что в сцинтилляторах с анизотропной структурой для определенного вида излучения существует также зависимость формы импульса от направления движения ионизирующей частицы в сцинтилляторе.

Справедливость высказанного предположения в данной работе исследовалась экспериментально.

Измерения проведены с серией кристаллов стиблена размером от 10x10 мм до 70x70 мм, выпускаемых отечественной промышленностью, и с рядом экспериментальных кристаллов октадекагидро-нафталина [3] размером от 10x10 до 30x30 мм. В последнем случае для изготовления кристаллов использовался нафталин - дейтерий-8, обогащенный дейтерием на 98% и в качестве активатора - антрахинон-10-олон кислоту.

В экспериментах определяли форму и амплитуду импульса тока ФЭУ, а также величину заряда, соответствующую быстрой  $Q_b$  и медленной  $Q_m$  составляющим импульса относительно полного заряда  $Q$  в зависимости от направления движения заряженных частиц в кристалле. Было установлено, что для всех исследованных кристаллов форма импульса, а также отношение  $Q_b/Q$  и  $Q_m/Q$  зависят от направления движения в сцинтилляторе тяжелых заряженных частиц - протонов, дейтронов,  $\alpha$  - частиц и ядер углерода. Для комптоновских электронов, создаваемых в сцинтилляторе  $\gamma$ -излучением, указанная зависимость оказалась весьма значительной.

В качестве примера, на рис. 1 и 2 представлены экспериментальные данные, позволяющие определить вклад  $Q_b$  от  $p$  и  $d$  в кристаллах стибена и октадекагидронафталина в зависимости от направления падения нейтронов на кристалл. Измерения проводились с помощью изотопного источника нейтронов  $Pu^{239}$   $Be$  с выходом  $1,3 \cdot 10^6$  н/сек. Схема установки для определения параметров спектрометра описана в работе [2].

Количественная оценка показала, что для всех кристаллов стильбена в зависимости от направления движения в них протонов отдачи, создаваемых нейтронами с энергией от 0,3 до 20 Мэв, указанные составляющие заряда меняются от  $Q_{\delta} = 0,65Q$ ,  $Q_M = 0,35Q$  до  $Q_{\delta} = 0,7Q$ ,  $Q_M = 0,3Q$ , а для кристаллов октадецилтеронафталина и соответственно дейтонов отдачи от  $Q_{\delta} \approx Q_M \approx 0,5Q$  до  $Q_{\delta} = 0,7Q$ ,  $Q_M = 0,3Q$ . Во всех случаях максимальное отношение  $Q_{\delta}/Q_M$  соответствовало и максимальному световыходу сцинтиллятора. Поэтому можно полагать, что угловая анизотропия световыхода, возникающая в органических сцинтилляционных кристаллах при возбуждении их тяжелыми заряженными частицами [2], в основном, видимо, обусловлена зависимостью формы импульса от направления движения в кристалле таких частиц. При изменении направления движения частиц на  $180^{\circ}$  различия в форм импульсов для исследованных кристаллов не наблюдались.

Основной причиной, вызывающей обнаруженный эффект, по видимому, является зависимость поляризации молекул анизотропного сцинтиллятора и связанных с ней процессов возбуждения и высвечивания от относительного расположения в сцинтилляторе траектории частицы и удельной потери энергии. Если для тяжелых заряженных частиц с энергией, не превышающей 20-30 Мэв, траектория практически прямолинейна и совпадает с их первоначальным направлением движения, то для электронов с энергией в десятки кэв и более положение траектории слабо зависит от первоначального направления движения. В результате этого форма и амплитуда

импульса, возникающего в сцинтилляторе при возбуждении его электронами, практически не зависят от первоначального направления движения электронов. Можно полагать, что для достаточно низкоэнергетичных электронов подобная связь будет проявляться сильнее.

Описанный выше эффект зависимости формы импульса в анизотропных органических сцинтилляторах позволяет существенно расширить возможности спектрометрии ионизирующих излучений, особенно быстрых нейтронов, в смешанных полях. Его можно использовать для так называемой электронной коллимации нейтронных пучков, для создания детекторов с направленной чувствительностью без применения защитных и коллимирующих устройств, для измерения угловых и энергетических распределений тяжелых заряженных частиц с помощью спектрометра с одним анизотропным сцинтиллятором и т.п.

Для иллюстрации сказанного рассмотрим основные особенности и положительные качества, которые может иметь однокристалльный спектрометр быстрых нейтронов при использовании указанного эффекта. Применяя в спектрометре подходящую схему идентификации частиц по форме создаваемого ими импульса [ 4 ], можно одновременно с выделением импульсов от ядер отдачи, создаваемых нейтронами, и их амплитудным анализом получить также распределение ядер отдачи по направлениям движения в сцинтилляторе. Отсюда следует, что при известном направлении прихода нейтронов на сцинтиллятор можно определять не только амплитуду импульса от ядра отдачи, а также тип ядра и угол рассеяния нейтрона. Благодаря этому устраняется один из существенных недостатков однокристалльного спектрометра быстрых нейтронов — неопределенность угла рассеяния нейтрона и тем самым спектрометр из интегрального превращается в дифференциальный.

Для создания дифференциального однокристалльного спектрометра нейтронов особенно перспективным является кристалл октадекагидронафталина, поскольку эффекты анизотропии у него выражены гораздо сильнее, чем у стибьбена.

Рассмотрим предварительно характеристики спектрометра нейтронов при использовании в нем кристалла октадекагидронафталина и обычно применяемой схемы  $n - \gamma$  разделения [2].

Из теории и эксперимента известно, что рассеяние нейтронов дейтонами анизотропно и максимальной энергии дейтонов отдачи, равной  $E_d = \frac{8}{9} E_n$ , соответствует максимум в их энергетическом распределении. Вклад реакции диссоциации дейтона на протон и нейтрон при неупругом взаимодействии нейтрона с ядром дейтона не превышает  $\sim 10\%$  для энергий нейтронов  $\sim 15$  Мэв [5].

На рис.3 представлены аппаратурные распределения  $N(\nu)$  и полученные из них энергетические спектры дейтонов отдачи  $N(p) \frac{dp}{dE}$ , а также аналогичные спектры, рассчитанные на основе сечений.

Энергетическая шкала функций  $N(p) \frac{dp}{dE}$  отнормирована по максимальной энергии падающих нейтронов.

Для  $E_n = 4,4$  Мэв аппаратурные распределения  $N(\nu)$  даны для случая падения нейтронов по направлению максимального и минимального световых выходов кристалла (иллюстрация эффекта амплитудной анизотропии кристалла).

Из данных, приведенных на рис.3, видно, что совпадение теории и эксперимента достаточно удовлетворительное. Различия обусловлены амплитудным разрешением и побочными реакциями для  $E_n > 10$  Мэв,



Функция  $P(E)$  - зависимость амплитуды от энергии падающих нейтронов имеет нелинейный характер и достаточно хорошо описывается аналитической зависимостью

$$P(E) = B(\omega) E^{3/2} \exp[0,016 E^{-3/2} - 0,021 E^{0,9}] \quad (1)$$

$B(\omega)$  - коэффициент, зависящий от направления падения нейтронов на кристалл.

Для исследованных кристаллов  $B = 0,176$  при падении нейтронов вдоль оси цилиндрического кристалла и  $B = 0,126$  при падении нейтронов перпендикулярно к этой оси

$$B(\omega) = 0,126 (1 + 0,4 \sin \omega) \quad (2)$$

Время высвечивания быстрой компоненты кристалла  $\approx 4 \cdot 10^{-9}$  сек [6].

Если выделить импульсы только от ядер отдачи, двигающихся под заданным углом к направлению падения нейтронов, то вместо ступенеобразной формы линии такого спектрометра (см. рис. 3), показанной за счет многократно рассеянных нейтронов, ядер отдачи углерода и т.п. [2], получим аппаратурную форму линии в виде куполообразной кривой. Сказанное иллюстрирует рис. 4, на котором приведены амплитудные распределения импульсов от моноэнергетических нейтронов с энергией от 0,5 до 5,5 Мэв при падении их на кристалл октадекагидроантрацена в направлении минимального световыхода. Нейтроны получались из реакции  $T(p, n)$ . Импульсы от нейтронов с энергией меньше максимальной, обусловлены рассеянием их на конструкции держателя мишени и реакцией протонов с ядрами подложки мишени (тантал).

На рис. 5 приведены аппаратные распределения импульсов от нейтронов реакции  $D(d, n)$  с  $E_n = 4,4$  Мэв при падении их на кристалл октадектронафталина в направлении минимального и максимального световых выходов. Для сравнения на этом же рисунке представлено амплитудное распределение ядер отдачи, измеренное без отбора их по минимальному углу рассеяния.

Измерения проводились однокристалльным спектрометром с идентификацией формы импульса (сравнение полной и быстрой компонент) с подстройкой схемы для выделения импульсов от ядер отдачи, двигающихся в направлении минимального световых выходов сцинтиллятора. Из рис. 4 и 5 видно, что даже сравнительно простая схема идентификации (аналог схемы Брука) позволяет достаточно надежно выделить импульсы от ядер отдачи с заданным направлением движения в сцинтилляторе.

Для повышения энергетического разрешения спектрометра необходимо использовать схемы более чувствительные к форме импульса, чем схема Брукса, применять в спектрометре сцинтилляторы с повышенной анизотропией световых выходов и проводить измерения энергетических распределений нейтронов  $\phi(E)$  при падении нейтронов в направлении максимального световых выходов кристаллов.

Возможность получить форму линии однокристалльного спектрометра в виде куполообразной кривой позволяет существенно упростить методику обработки результатов измерения, снизить погрешность и исключить ряд неопределенностей. Нетрудно показать, что при измерении спектра нейтронов в пучке для восстановления истинного энергетического распределения  $\phi(E)$  достаточно аппаратные распределения  $N(V)$  прокалибровать в шкале

энергий нейтронов и внести поправку на эффективность их регистрации. Отметим, что эффективность регистрации необходимо определять экспериментально.

В области энергий от 0,1 до  $\sim 15$  Мэв для этой цели удобно использовать источник  $Cf^{252}$ , спектр нейтронов которого изучен достаточно хорошо и описывается соотношением  $\phi(E) \sim \sqrt{E} e^{-E/1,43}$  (см., например, [7]).

Можно показать, что при градуировке спектрометра с помощью источника нейтронов с непрерывным спектром исключается необходимость введения поправки на нелинейную зависимость амплитуды импульса от энергии нейтронов, причем, если выход нейтронов источника известен, то можно проводить не только относительную, но также и абсолютную градуировку эффективности спектрометра.

Преобразование измеренного аппаратного распределения в энергетический спектр нейтронов производится следующим образом:

$$\phi(E) = \phi'(E) \cdot K(E) \quad (3)$$

где  $\phi(E)$  - искомый спектр нейтронов,  
 $\phi'(E)$  - измеренный аппаратный спектр, представленный в шкале энергий нейтронов согласно (1),  
 $K(E)$  - функция эффективности.

Функцию эффективности  $K(E)$  можно определить следующим образом:

$$K(E) = \frac{\phi_0(E)}{\phi'_0(E)} \quad (4)$$

где  $\phi_0(E)$  - известный непрерывный спектр нейтронов, например, от источника  $Cf^{252}$ , а

$\phi_0'(E)$  — амплитудное распределение импульсов от нейтронов этого источника в шкале энергий нейтронов.

Как видно из приведенных соотношений, здесь отпадает необходимость вводить поправку на функцию  $\frac{dP}{dE}$ , поскольку в выражении (3) она стоит в числителе, а в (4) — в знаменателе, т.е. эти функции сокращаются.

На рис. II представлена типичная функция  $K(E)$ , полученная в настоящей работе. Вид её несколько варьируется в зависимости от настройки схемы идентификации. Для иллюстрации на рис.  $C=10$  приведены спектры нейтронов, обработанные по описанной методике: спектрометр был проградуирован с помощью нейтронов от источника  $Cf^{252}$ . Для сравнения на этих же рисунках приведены спектры, полученные по методике дифференцирования [2].

При восстановлении угловых и энергетических спектров нейтронов ненаправленных полей, измеренных спектрометром с анизотропным спинтиллитатором, необходимо учитывать геометрию измерения и вводить ряд корректировок.

Наряду с отмеченными положительными качествами, использование рассматриваемого эффекта в однокристалльном спектрометре позволяет также снизить его спектрометрический порог при заданной степени подавления фонового  $\gamma$ -излучения или при заданном пороге повысить степень этого подавления. Отметим, что при проведении исследований со спектрометром с кристаллом октадекаэдронафталина  $\phi 30h 50mm$  эффективность регистрации нейтронов была  $\sim 10^{-1}$  ( $E_n = 2$  Мэв), а эффективность регистрации  $\gamma$ -излучения  $RaC$  не превышала  $10^{-6}$  (загрузка  $\sim 3 \cdot 10^3$  мин/сек).

Кроме того, выделяя импульсы, соответствующие только какому-либо одному направлению движения ядер отдачи, можно во много раз повысить доступные для измерения потоки нейтронов. Если выделять и анализировать отдельно импульсы от ядер отдачи не одного, а нескольких направлений их движения, и тем самым использовать как полезную информацию большую часть зарегистрированных импульсов, можно существенно сократить время набора необходимой статистики. На рис. 12 приведены аппаратные распределения  $N(\nu)$  от нейтронов  $\text{Pu}^{238}$  в источнике, полученные спектрометром с кристаллом октадегидронафталина в зависимости от угла падения нейтронов на кристалл. На этом же рисунке представлены данные об угловой зависимости счёта импульсов  $N(\theta)$  от нейтронов источника  $\text{Pu}^{238}$  для двух энергетических порогов, равных 0,5 и 2,0 Мэв.

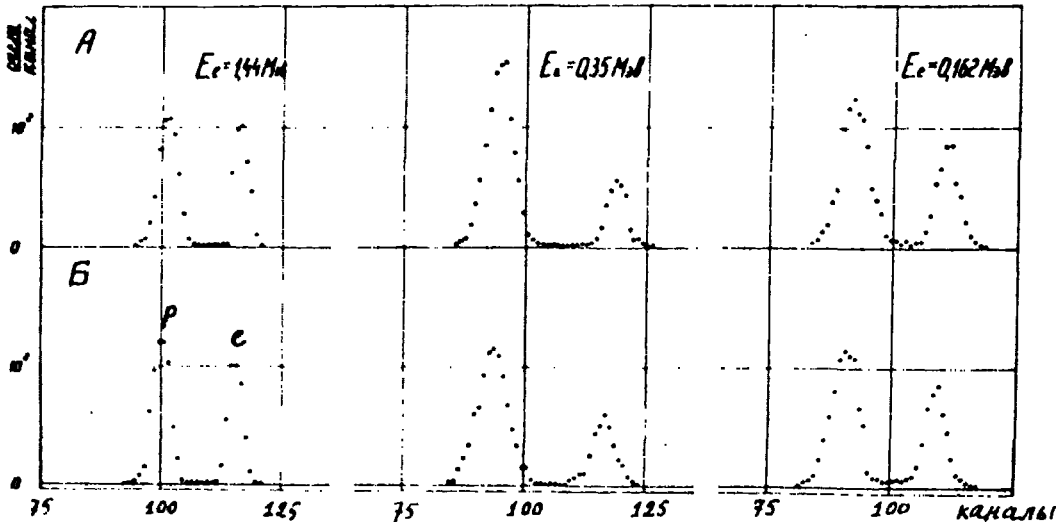
Не останавливаясь на других преимуществах и возможных областях применения описанного в работе эффекта, отметим, что представляется интересным создать анизотропные сцинтилляторы, форма импульсов которых при возбуждении ионизирующим излучением будет определяться большим числом параметров, чем для исследованных кристаллов.

Обнаруженный эффект, вероятно, является одной из основных причин несогласованности данных разных авторов при определении параметров импульса [2,4]. Он должен также учитываться при разработке и настройке схем идентификации излучений по форме импульса, а также при измерении спектров ионизирующих излучений, при градуировке энергетической шкалы спектрометра и в ряде других случаев.

В заключение авторы выражают благодарность Г.С.Беликовой за изготовление экспериментальных образцов кристаллов октадегидронафталина.

Литература

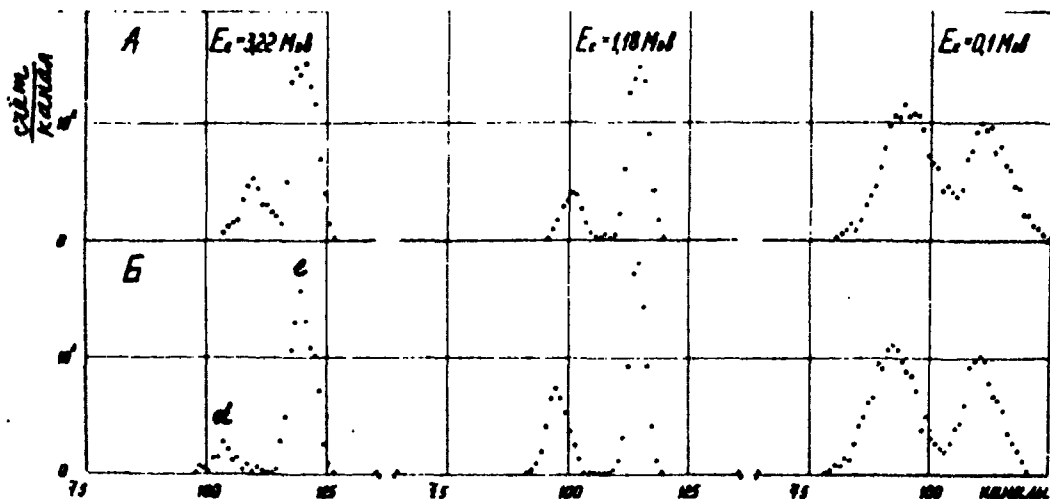
1. Вяземский В.О. и др. "Сцинтилляционный метод в радиометрии", М.Атомиздат, 1961.
2. Кухтевич В.И., Трыков Л.А., Трыков О.А. "Однокристалльный сцинтилляционный спектрометр", М.Атомиздат, 1971.
3. Беликова Г.С. и др. *Isotorepraxis* 4, 133 (1967).
4. Бровченко В.Г., ПТЭ, 4, 7, (1971).
5. Б.А.Бенецкий и др. Ядерная физика, 8, вып. 5 (1968), 920.
6. Г.С.Беликова, Л.М.Беляев, Б.А.Бенецкий, Кристаллография, II, 439, 1966.
7. Тюфяков Н.Д. и др., В об. "Прикладная ядерная спектроскопия", вып. I, стр. 16-23, М.Атомиздат, 1970.
8. Тюфяков Н.Д., Штань А.С., Трыков Л.А. и др. АЭ, 32(1972), 235



**Рис. I.** Распределение импульсов от протонов отдачи и комптоновских электронов, обусловленных быстрыми компонентами зарядов ( $Q_5$ ) для кристалла стильбена.

А - падение нейтронов перпендикулярно к оси цилиндра кристалла.

Б - падение нейтронов вдоль оси цилиндра кристалла.

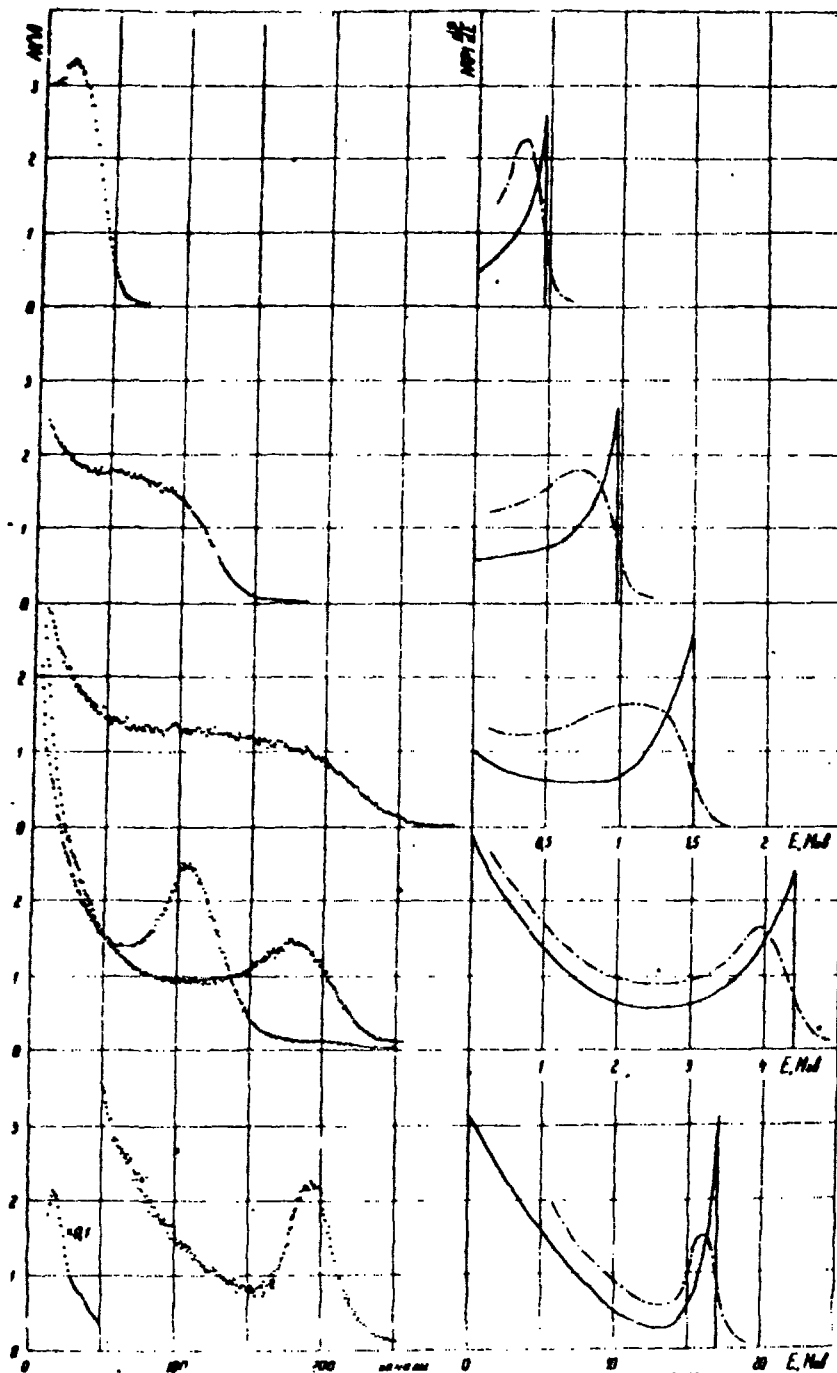


**Рис. 2.** Распределение импульсов от дейтонов отдачи и комптоновских электронов, обусловленных быстрыми компонентами зарядов ( $Q_5$ ) для кристалла октадекагидроантрацена.

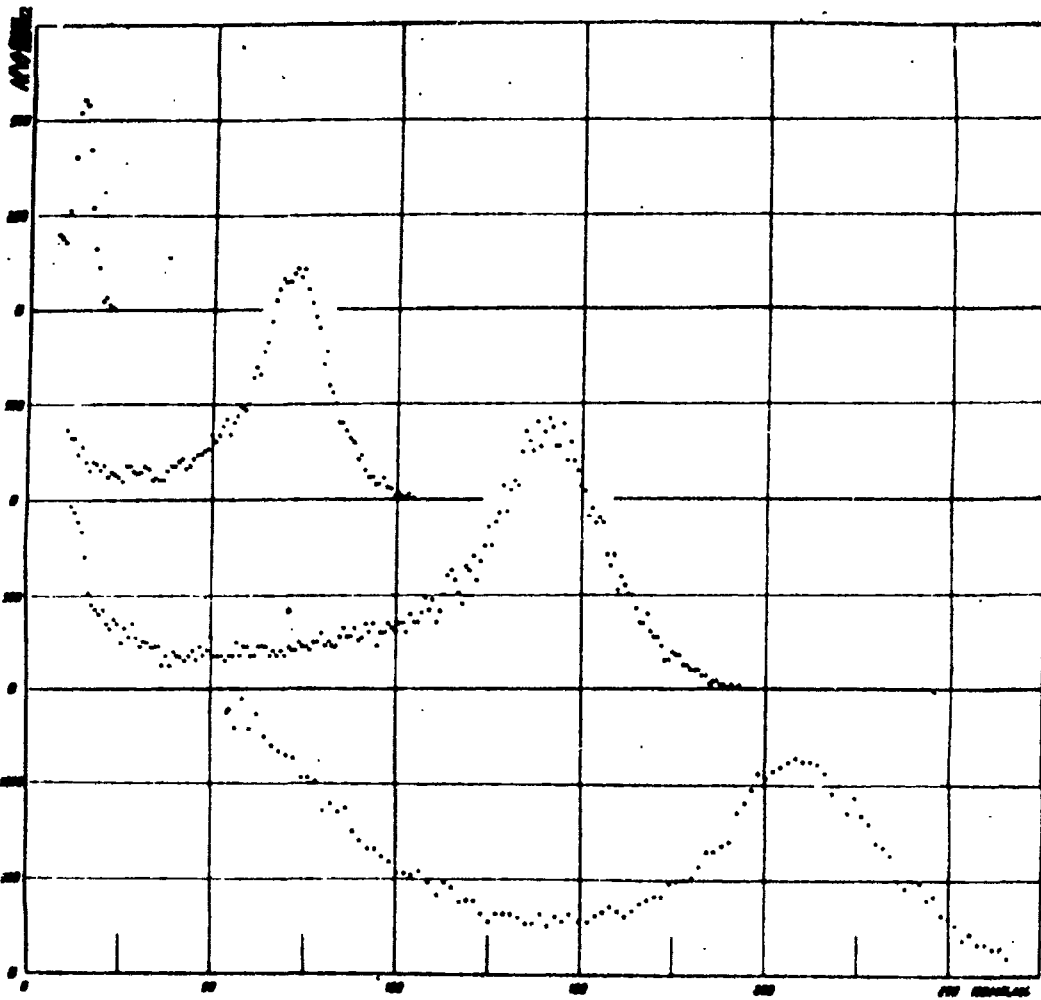
A — падение нейтронов вдоль оси цилиндра кристалла.

Б — падение нейтронов перпендикулярно к оси цилиндра кристалла.





**Рис. 3.** Распределения  $N(v)$  и  $N(p) \frac{dP}{dE}$  для кристалла октадеканонафталина размерами  $\rho$  30/2 30 мм. Поток нейтронов падал по направлению максимального световыхода. Для  $E_n = 4,4$  Мэв приведено также распределение  $N(v)$  при падении нейтронов по направлению минимального световыхода.  
 — — — — — расчетные данные.



**Рис. 4 а** Распределения  $N(v)$  при падении нейтронов из реакции  $T(p, n)$  на кристаллы октадекагидроафталина  $\phi 30 \times 30$  мм по направлению минимального светового хода (включена система колебаний дейтронов отдачи)  
 $E_n = 0,6; 2,5; 4,0; 5,5$  МэВ.

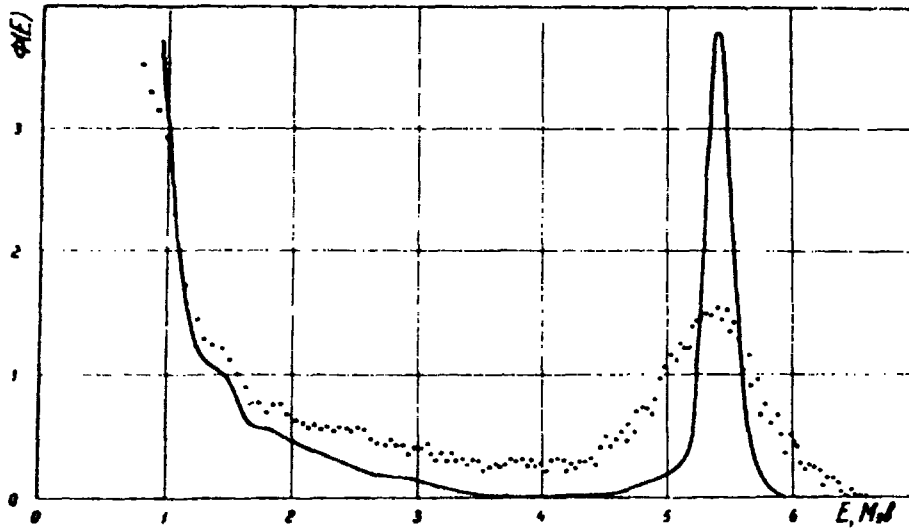
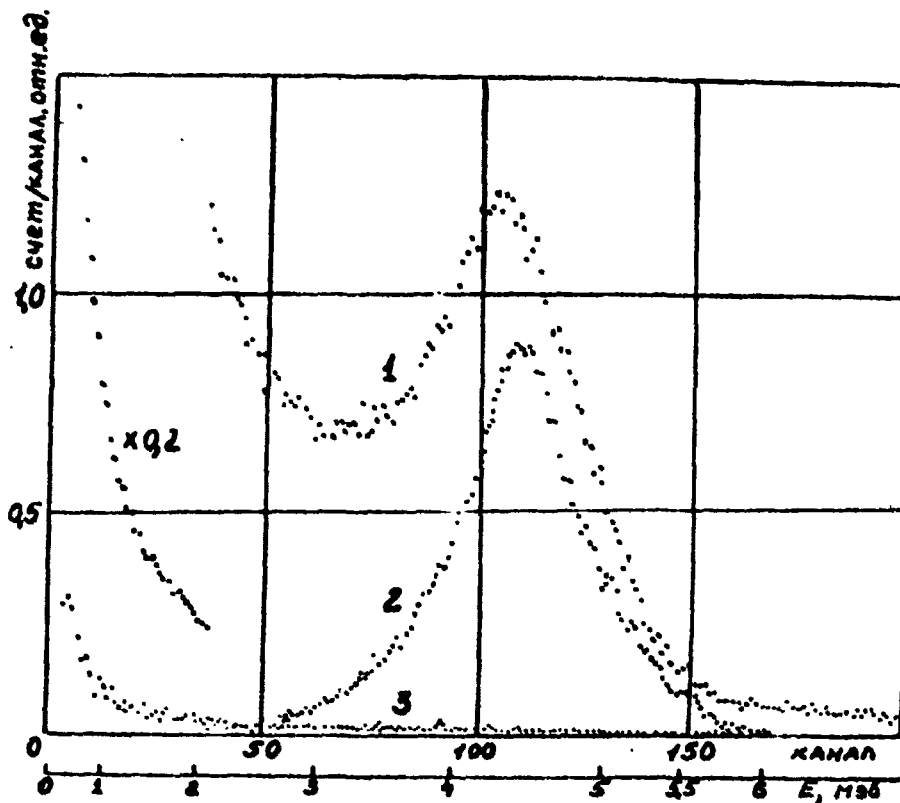


Рис. 46 Распределения нейтронов  $\Phi(E)$  из реакции  $T(p, n)$ .  
——— - спектрометр с кристаллом стильбена.  
o o o - спектрометр с кристаллом октадецилтерепфта-  
ллина.



**Рис. 5.** Распределения  $N(v)$ , полученные с помощью кристалла октадейтеронафталина размерами  $\phi 30 \times 30$  мм.

1 - Падение нейтронов по направлению максимального световыхода.

Включена система коллимации дейтонов отдачи.

2. Падение нейтронов по направлению минимального световыхода.

3. Падение нейтронов по направлению максимального световыхода.

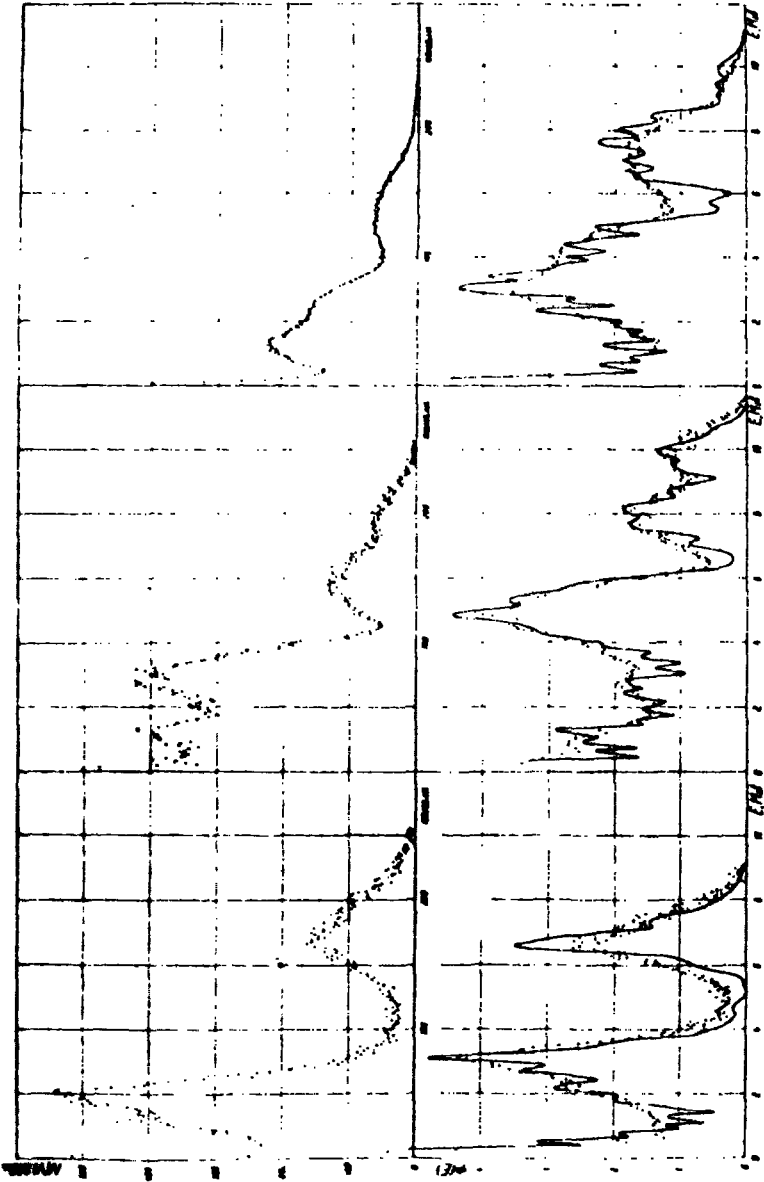
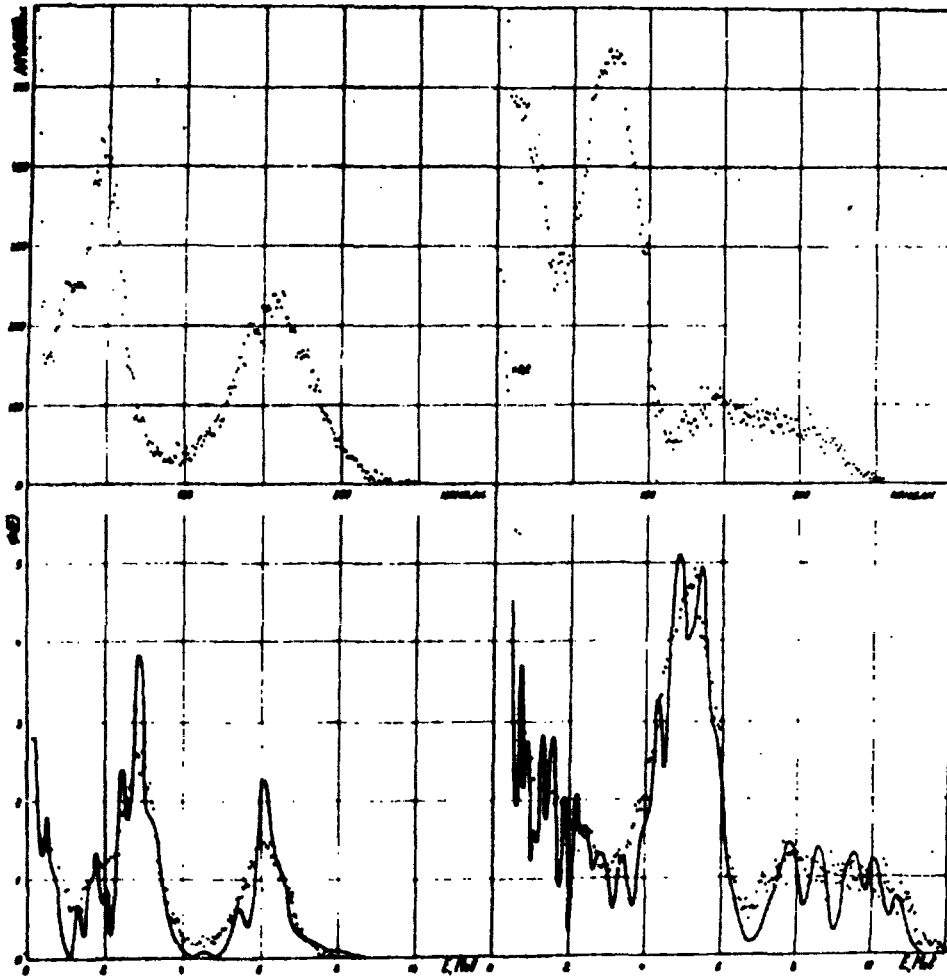


Рис. 6. Аппаратурные  $N(v)$  и энергетические  $\phi(E)$  распределения нейтронов источника  $^{238}\text{Be}$ , измеренные спектрометром с кристаллом октадектетеронафталина  $\phi$   $30/230$  мм  
 — — энергетические распределения того же источника, полученные с помощью спектрометра с кристаллом стибьбена [2].



**Рис. 7.** Аппаратурные  $N(v)$  и энергетические  $\phi(E)$  распределения нейтронов от источника  $Pu^{238}$  в гетерогенного типа с коллимирующими сеточками между  $\alpha$ -излучателем и мишенью. Обозначения те же, что и на рис. 6.

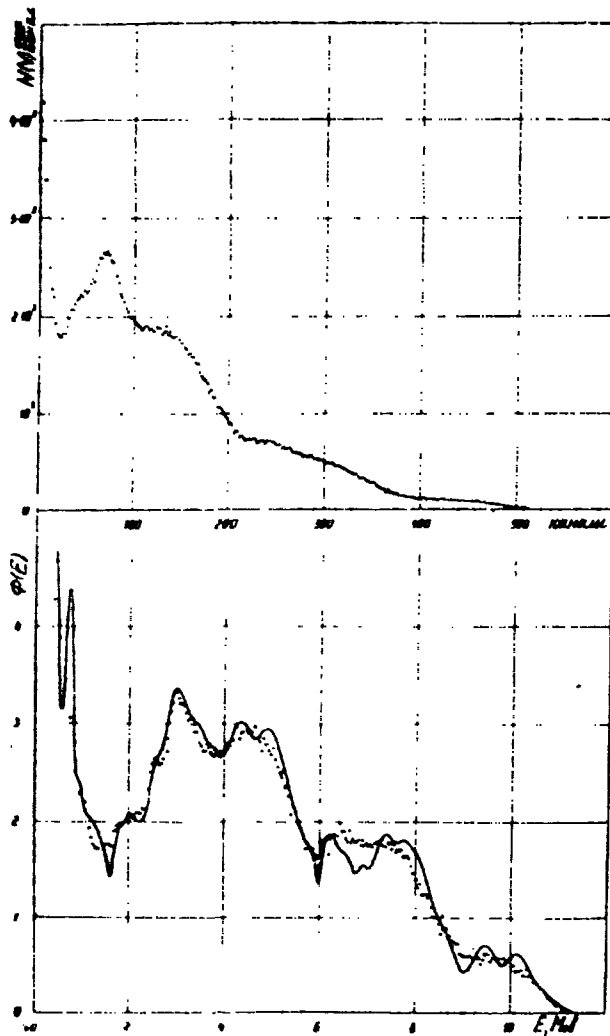


Рис.8. Аппаратурный  $N(\nu)$  и энергетический спектр  
 $\text{Pu}^{239}$  источника активности  $1,3 \cdot 10^6$  н/сек.  
Обозначения те же, что и на рис.6.

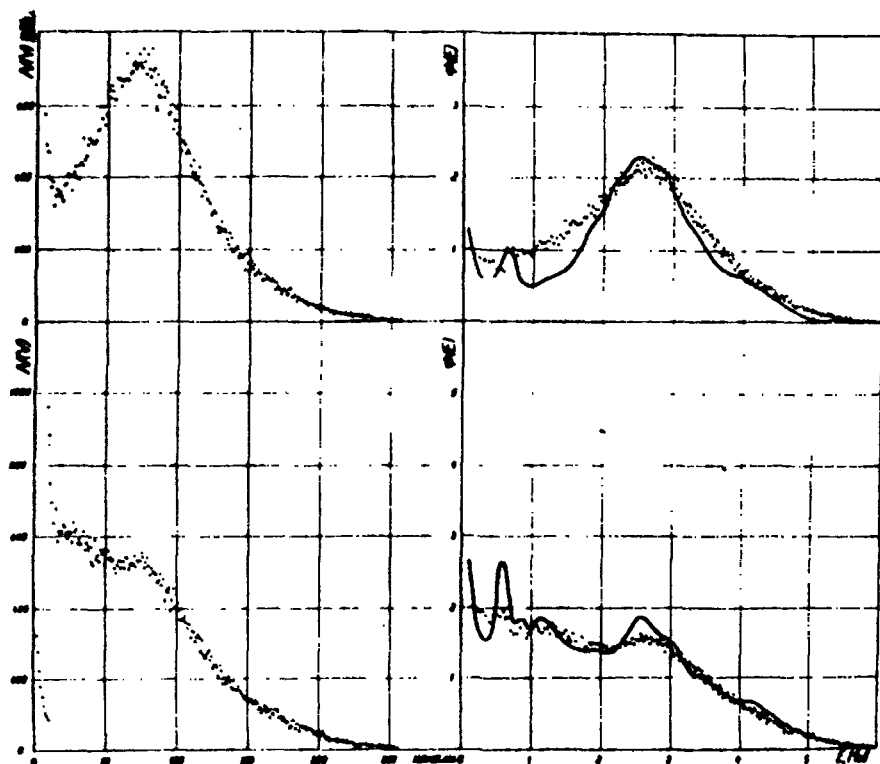
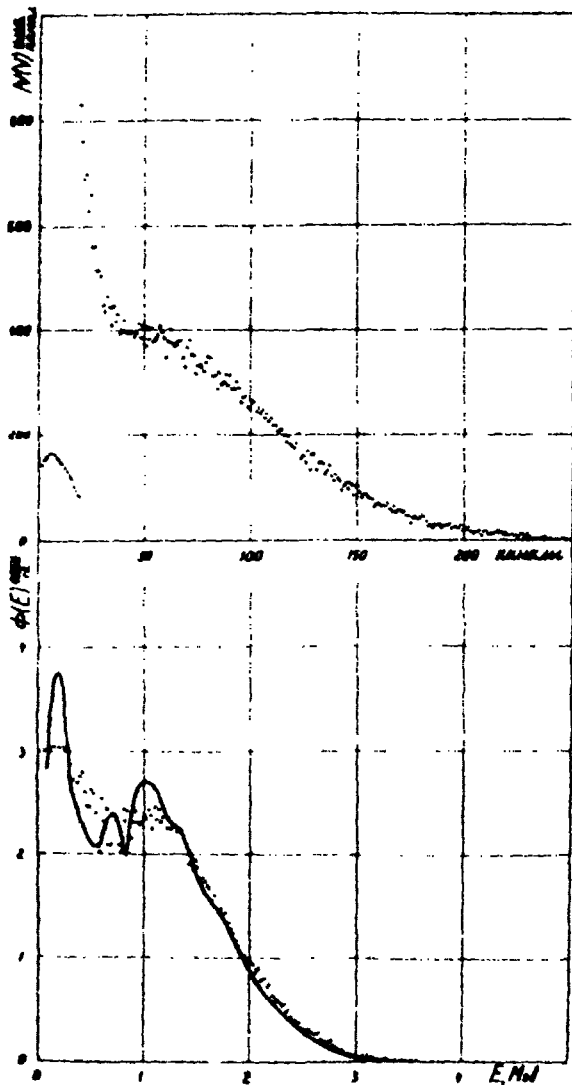
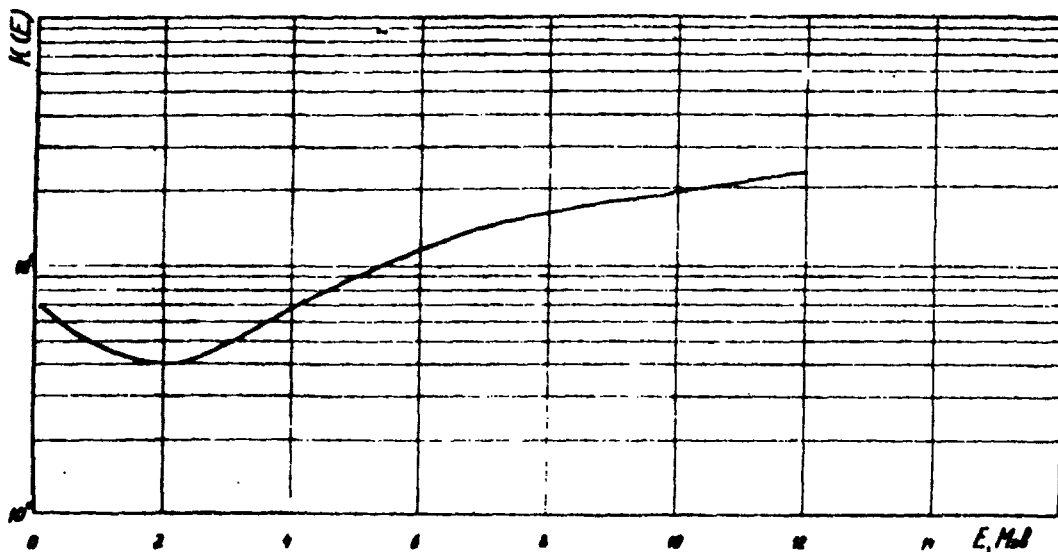


Рис. 9. Аппаратурные  $N(v)$  и энергетические  $\phi(E)$  спектры изотопных источников  $\text{Pu}^{238}$  В (вверху) и  $\text{Ra}^{238}$  В<sup>1с</sup>





**Рис. 10.** Аппаратурный  $N(\nu)$  и энергетический  $\phi(E)$   
Спектр изотопного источника  $\text{Pu}^{238}$   $\text{LiF}$



**Рис. II.** Типичная форма функции  $K(E)$  для спектрометра нейтронов с кристаллом октадекагидронафталина размерами 30x30мм при включенной схеме коллимации дейтонов отдачи.

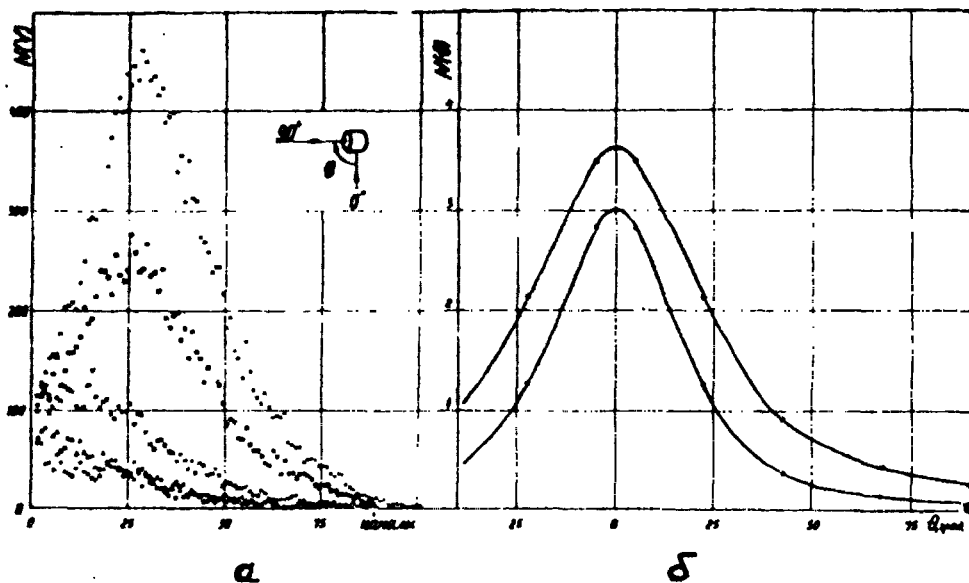


Рис.12 а) Аппаратурные распределения  $N(\nu)$  от нейтронов  $\text{Pu}^{238}$  в источнике, полученные спектрометром с кристаллом октадегидронафталина в зависимости от угла падения нейтронов на кристалл.

$$\left\{ \begin{array}{l} \circ - \theta = 0^\circ \\ \circ - \theta = 22,5^\circ \\ \times - \theta = 45^\circ \\ \triangle - \theta = 67,5^\circ \\ + - \theta = 90^\circ \end{array} \right.$$

- б) Зависимость счёта импульсов от нейтронов  $\text{Pu}^{238}$  в источнике как функция  $\theta$  и  $E_{\text{пор}}$
- -  $E_{\text{пор}} = 0,5 \text{ МэВ}$
  - -  $E_{\text{пор}} = 2,0 \text{ МэВ}$ .



Препринт ФЭИ-351 Т-12637 от 7/УИ-72 г. Заказ № 520 Тираж 120 экз.  
Объем 1,7 усл.п.л. Цена 17 коп.

---

Отпечатано на роталприте ФЭИ, октябрь 1972 г.