

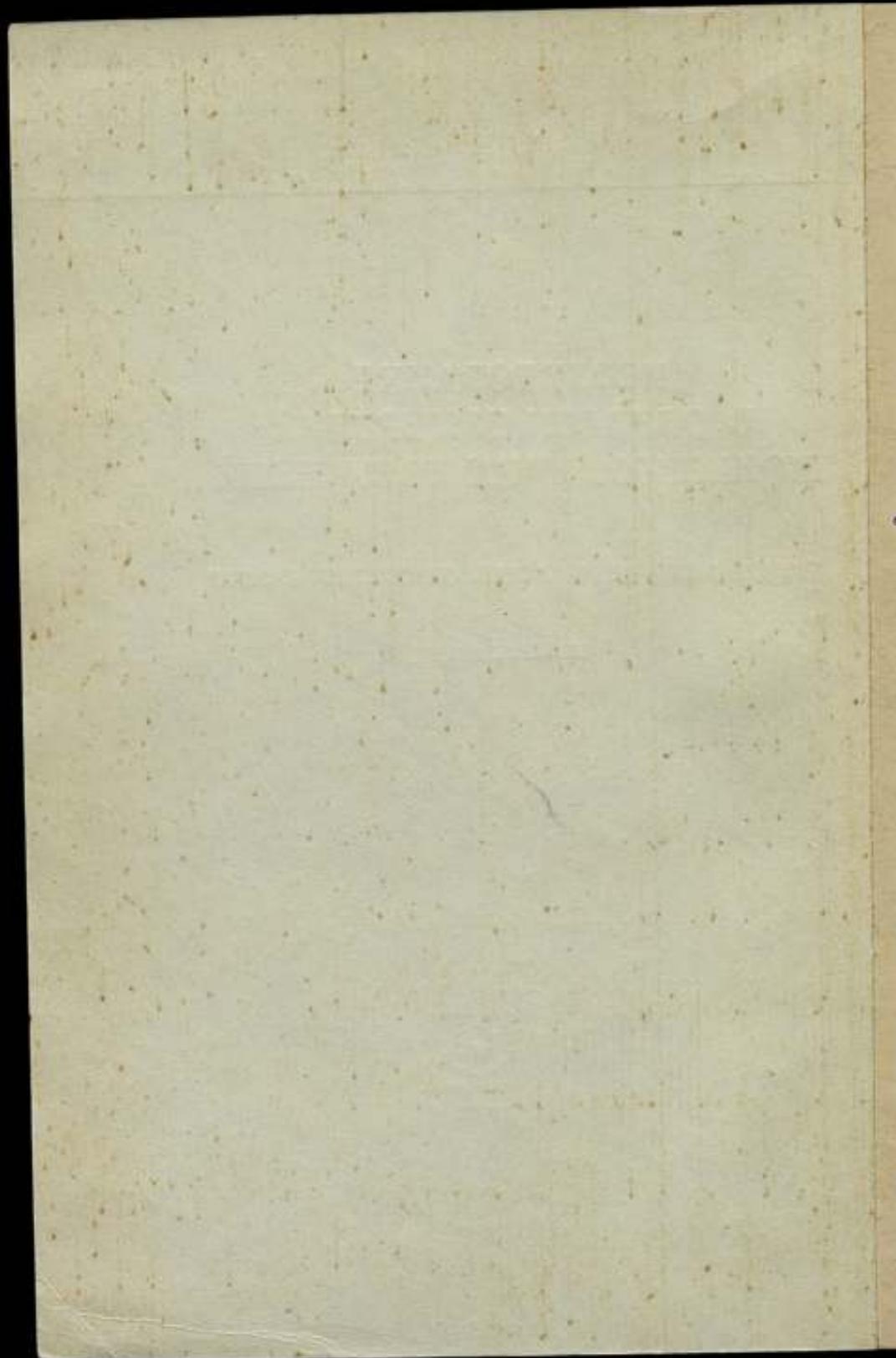
**ВСЕСОЮЗНЫЙ НАУЧНО-ИССЛЕДОВАТЕЛЬСКИЙ  
ИНСТИТУТ МЕТРОЛОГИИ  
им. Д. И. МЕНДЕЛЕЕВА**

**ИССЛЕДОВАНИЯ  
В ОБЛАСТИ ИЗМЕРЕНИЙ  
ИОНИЗИРУЮЩИХ ИЗЛУЧЕНИЙ**

**ТРУДЫ МЕТРОЛОГИЧЕСКИХ ИНСТИТУТОВ СССР**

**ВЫПУСК 106 (226)**





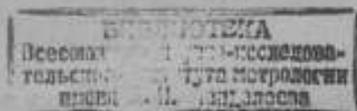
ВСЕСОЮЗНЫЙ ОРДЕНА ТРУДОВОГО КРАСНОГО ЗНАМЕНИ  
НАУЧНО-ИССЛЕДОВАТЕЛЬСКИЙ ИНСТИТУТ МЕТРОЛОГИИ  
ИМЕНИ Д. И. МЕНДЕЛЕЕВА

# ИССЛЕДОВАНИЯ В ОБЛАСТИ ИЗМЕРЕНИЙ ИОНИЗИРУЮЩИХ ИЗЛУЧЕНИЙ

ТРУДЫ МЕТРОЛОГИЧЕСКИХ ИНСТИТУТОВ СССР

Выпуск 166 (226)

Под редакцией  
докт. техн. наук профессора М. Ф. ЮДИНА



«ЭНЕРГИЯ»  
Ленинградское отделение  
1974

16141 g  
M 119 m

#### РЕДАКЦИОННЫЙ СОВЕТ

В. О. Арутюнов (председатель), Н. Н. Александрова (секретарь), С. В. Горбацевич, А. Н. Гордов, Е. Ф. Долгинский, Л. К. Каяк, Д. К. Коллеров, Е. Д. Колтик, И. Н. Кротков, В. Л. Лассян, Г. М. Малышев, Б. Н. Олейник, Ю. В. Тарбеев, Д. Ф. Тартаковский, А. М. Федоров, Е. Н. Чечурина, К. П. Широков, М. Ф. Юдик.

Ответственный редактор  
доктор технических наук, профессор  
В. О. АРУТЮНОВ

И  $\frac{30306-160}{051(01)-74}$

© Всесоюзный ордена Трудового Красного  
Знамени научно-исследовательский институт  
им. Д. И. Менделеева (ВНИИМ), 1974

## ПРЕДИСЛОВИЕ

Широкое применение ионизирующих излучений в различных областях народного хозяйства (ядерная физика, ядерная энергетика, изотопная промышленность, радиационная химия, геология и геофизика, космонавтика, радиационная биология и др.) потребовало метрологического обеспечения работ, связанных с их применением.

Основной задачей сборника является ознакомление широкого круга научных и инженерно-технических работников, занимающихся измерениями ионизирующих излучений, с точными методами и средствами измерений параметров, характеризующих сами излучения и процессы их взаимодействия с различными средами, через которые они распространяются. Сборник посвящен работам, выполненным в основном во ВНИИМ в 1970—1972 гг., и состоит из двух разделов. В первом из них рассматриваются вопросы точных измерений нейтронного излучения различных энергий (тепловых, медленных, промежуточных, нейтронов спектра деления и др.). В статье О. Л. Андреева и др. описывается вторичный эталон единицы плотности потока тепловых нейтронов. Поле тепловых нейтронов создается в сферической полости диаметрами 200 и 360 мм с помощью шести  $\text{PuBe}$  ( $\alpha, n$ )-нейтронных источников и полиэтиленового замедлителя. В статьях Ю. В. Иванова и Р. П. Кресса, а также Ю. В. Иванова и С. И. Ткаченко приводятся результаты исследования детекторов промежуточных нейтронов на основе  $\text{LiJ}(\text{Eu})$  и  $^{10}\text{B}$ . Статья В. И. Фоминых посвящена абсолютному измерению потока нейтронов калифорниевого источника. В других статьях рассмотрены вопросы, относящиеся в основном к передаче размера единицы образцовым средством измерений.

Во втором разделе сборника помещены работы, в которых, главным образом, рассматриваются вопросы спектрометрии излучений. В статье В. В. Скотникова и др. описывается магнитный спектрометр пар, предназначенный для анализа спектров тормозного излучения с энергией фотонов 5—50 Мэв. В статье А. А. Константинова и Н. И. Кармалицына приведены результаты исследо-

ваний полупроводникового бета-спектрометра. В работе М. Ф. Юдина этого же раздела дается анализ и обсуждаются последние рекомендации Международной комиссии по радиационным величинам и единицам. Статья Н. И. Кармалицына и А. А. Маковича посвящена поверхностно-барьерным детекторам с большой рабочей поверхностью, применяемым для исследования спектральных характеристик заряженных частиц.

*Редактор*

# I. НЕЙТРОННЫЕ ИЗМЕРЕНИЯ

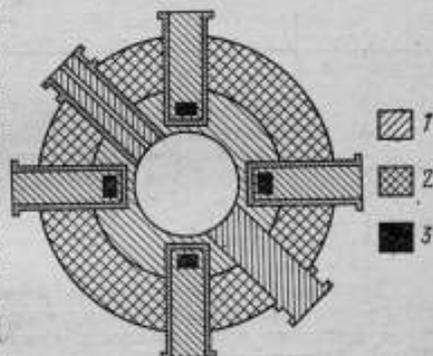
УДК 539.125.52.081.089.68

*О. Л. АНДРЕЕВ, Е. П. КУЧЕРЯВЕНКО,  
В. А. ТУМОЛЬСКИЙ, И. А. ХАРИТОНОВ,  
И. А. ЯРИЦЫНА*  
ВНИИМ

## МАКЕТ ВТОРИЧНОГО (рабочего) ЭТАЛОНА ЕДИНИЦЫ ПЛОТНОСТИ ПОТОКА ТЕПЛОВЫХ НЕЙТРОНОВ

Для передачи размера единицы плотности потока тепловых нейтронов от государственного первичного эталона образцовым мерам и приборам был создан и исследован макет вторичного (рабочего) эталона этой единицы. На рисунке представлен схематический

разрез установки рабочего эталона единицы плотности потока тепловых нейтронов. Макет вторичного рабочего эталона представляет собой сферу из оргстекла диаметром 550 мм, внутри которой находится полиэтиленовый шар диаметром 360 мм. В шести каналах (два в вертикальной плоскости и четыре в горизонтальной) помещены полиэтиленовые стаканы, в которых находятся  $\text{Pu-Be}$ -источники быстрых нейтронов. В горизонтальной плоскости по диаметру шара проходит сквозной цилиндрический канал диаметром 80 мм, через который в рабочую зону установки вводится исследуемый детектор. В зависимости от размеров аттестуемого детектора можно использовать две сферические рабочие полости: диаметром 200 мм в центре полиэтиленового шара и диаметром 360 мм в органическом стекле без полиэтиленового шара. Вторая полость предназначена для градуировки больших детекторов. При использовании второй полости стаканы с источниками выдвигаются наружу до совпадения их внутренних краев с краем полости в оргстекле. В обоих случаях источники располагаются в каналах на расстоянии 43 мм от края соответствующей полости.



Схематический разрез установки рабочего эталона единицы плотности потока тепловых нейтронов

1—полиэтилен; 2—оргстекло; 3—источник

Неоднородность поля тепловых нейтронов исследовалась борным счетчиком с длиной рабочей зоны 1 см и рабочим объемом 2 см<sup>3</sup>. В пределах погрешности измерений (0,2—0,3%) поле однородно в полости диаметром 200 мм на расстоянии от центра до 70 мм, а в полости диаметром 360 мм — на расстоя-

нии до 120 мм. При этом во второй полости для увеличения равномерности поля на стаканы с источниками надевались дополнительные диски из полиэтилена диаметром 60 мм и толщиной 20 мм, укрепленные из краях стаканов и заходящие в полость.

Угловое распределение нейтронов в центре полостей исследовалось индиевыми фольгами. В пределах погрешности измерений (0,15%) анизотропия поля не обнаружена.

Эффективная температура тепловых нейтронов в малой полости была измерена методом сэндвича и составила  $305 \pm 7\text{K}$ . Для измерений использовались золотые фольги толщиной  $16,74 \text{ мкг/см}^2$  и золотые фильтры толщиной  $364 \text{ мкг/см}^2$ .

Плотность потока надтепловых нейтронов измерялась методом тонкого  $1/\nu$ -детектора и методом резонансных детекторов. Она составила 1,7 и 2,3% от плотности потока тепловых нейтронов соответственно в малой и большой полостях.

Величина возмущения поля тепловых нейтронов различными детекторами определялась путем измерения отношения плотностей возмущенного и невозмущенного потоков борным счетчиком с рабочим объемом  $2 \text{ см}^3$ , а также индиевыми фольгами. Установлено, что введение поглотителя в рабочую зону приводит к равномерному (в пределах погрешности измерений 0,2%) уменьшению плотности потока тепловых нейтронов по всему объему полости. Исследуемый и регистрирующий детекторы располагались таким образом, чтобы свести к минимуму эффект «тени» одного детектора на другой. В таблице приведены результаты измерений возмущений поля различными детекторами.

Номер детектора	Тип детектора	Отношение плотностей возмущенного и невозмущенного потоков для полости диаметром	
		200 мм	360 мм
1	T-5	1,00	1,00
2	Счетчик СМ-3	0,99	1,00
3	Черный*	0,98	0,99
4	Смесь T-2 в пластмассе 25 мм	0,98	1,00
5	Смесь T-2 в пластмассе 40 мм	0,95	0,99
6	Смесь T-2 в пластмассе 63 мм	—	0,96
7	КРАН-1	0,94	0,98
8	РУП-1	0,95	0,97

Детектор T-5, широко используемый в серийной радиометрической аппаратуре, практически не возмущает поле тепловых нейтронов. В качестве «черного» детектора использовался кадмиевый диск толщиной 1 мм и диаметром 20 мм. Детекторы 4, 5, и 6 изготовлены из сцинтилляционной смеси T-2, запечатанной в органическое стекло, в виде таблетки толщиной 10 мм.

Детекторы 7 и 8 представляют собой блоки детектирования тепловых нейтронов радиометров КРАН-1 и РУП-1 и состоят из сцинтилляционного детектора типа T-5, фотоумножителя, предусилителя, смонтированного на пластмассовой плате, и сравнительно толстого кожуха. Основной вклад в величину возмущения потока тепловых нейтронов этими детекторами вносят, видимо, не сами детекторы, а открытый канал, через который они вводятся в полость, так как отсутствие пробки в канале возмущает поток на 7% в малой и на 4% в большой полостях.

Аттестация рабочего эталона по государственному первичному эталону осуществлялась путем относительных измерений методом активации индиевых фольг толщиной  $11,6 \text{ мкг/см}^2$  и диаметром 20 мм. Плотность потока тепловых нейтронов ( $\Phi_{th} = n_{th} v_0$ , где  $n_{th}$  — плотность нейтронов с энергией ниже кадмиевой граничной энергии,  $v_0 = 2200 \text{ м/с}$ ) равна  $4,97 \cdot 10^5$  и  $2,14 \cdot 10^5 \text{ нейтр/с} \cdot \text{см}^2$

в полости 200 и 360 мм соответственно при суммарном потоке быстрых нейтронов из источников около  $5,5 \cdot 10^6$  нейтр/с. Среднеквадратическое отклонение композиции распределений остатков неисключенных систематических и случайных погрешностей составляет 1,9% при уровне доверительной вероятности 99% (20 измерений).

Таким образом, созданный и исследованный макет рабочего эталона единицы плотности потока тепловых нейтронов позволяет использовать для передачи размера этой единицы такие простые универсальные средства, как борные и телуриевые камеры, сцинтилляционные счетчики и активационные детекторы достаточно больших размеров. Исследование макета позволило определить конструкцию и основные требования к вторичному эталону единицы плотности потока тепловых нейтронов.

Поступила в редакцию  
12.02.1972 г.

УДК 539.125.523.516.24 : 539.1.074.8

Ю. В. ИВАНОВ, Р. П. КРЕСС  
ВНИИМ

### ДЕТЕКТОР НЕЙТРОНОВ ПРОМЕЖУТОЧНЫХ ЭНЕРГИЙ СО СФЕРИЧЕСКИМ ЗАМЕДЛИТЕЛЕМ

Для измерения потоков нейтронов промежуточных энергий (от 0,5 эВ до 200 кэВ) разработано несколько методов. К сожалению, активационные и резонансные детекторы, используемые для этой цели в тепловой области, неприменимы при энергиях указанного диапазона из-за малого сечения взаимодействия. В связи с этим наибольшее распространение получил метод, использующий ту или иную ядерную реакцию. Примером может служить реакция  $^{10}\text{B}(n, \alpha)^7\text{Li}$ , причем детектор регистрирует либо вылетающую  $\alpha$ -частицу, либо  $\gamma$ -кванты при переходе ядра  $^7\text{Li}^*$  с возбужденного уровня на основной (энергия перехода 478 кэВ) [1, 2]. Достоинством этого метода является малая чувствительность к  $\gamma$ -излучению (в случае регистрации  $\alpha$ -частиц полупроводниковым детектором или пропорциональным счетчиком) и большое сечение реакции. К недостаткам следует отнести малую чувствительность к нейтронам при энергиях выше 10 кэВ.

Меньшую погрешность и более высокую эффективность имеют камеры деления с  $^{235}\text{U}$  и  $^{239}\text{Pu}$  [3]. Они совершенно нечувствительны к  $\gamma$ -излучению, но требуют применения более сложной электронной аппаратуры. Кроме того, наличие множества мелких резонансов при энергиях ниже 50 эВ затрудняет их использование в области низких энергий.

Третья модификация этого метода основана на использовании реакции  $^3\text{He}(n, p)^3\text{H}$ . Детектор изготавливается либо в виде пропорционального счетчика, наполненного  $^3\text{He}$  [4], либо в виде поверхностно-барьерного полупроводникового счетчика [5]. И в том и в другом случае эффективность детектора низка, так как  $^3\text{He}$  используется только в виде газа при давлении в несколько атмосфер. Кроме того, детектор с  $^3\text{He}$  имеет сравнительно высокую чувствительность к  $\gamma$ -излучению. Наконец, последняя разновидность метода основана на реакции  $^6\text{Li}(n, \alpha)^3\text{H}$ . Рассмотрим этот метод. В подавляющем большинстве случаев реакция реализуется либо в кристалле  $\text{LiI}(\text{Eu})$ , либо в стекле, в состав которого введен изотоп лития. Существуют, кроме того, термолюминесцентные детекторы (ТЛД), где литий присутствует в виде галогенных соединений, но как правило, они используются в качестве дозиметров и позволяют проводить только интегральные измерения.

Наряду с таким положительным качеством, как малая чувствительность к  $\gamma$ -излучению, литневые стекла обладают малым световыходом и крайне низкой эффективностью из-за малого содержания лития. Попытки ввести большое количество лития приводят к снижению прозрачности стекла. По этой причине литневые стекла не получили широкого распространения. Значительно чаще используются сцинтилляционные кристаллы LiJ(Eu) [6].

Несмотря на чувствительность детектора к  $\gamma$ -излучению, сравнительно высокая энергия реакции (4,78 МэВ) в большинстве случаев позволяет избавиться от  $\gamma$ -фона с помощью обычного дискриминатора. Сечение реакции достигает 100 бари в тепловой области и подчиняется закону  $1/v$  вплоть до 0,1 МэВ, после чего резко падает. Это позволяет создать с помощью изотопа лития сцинтилляционный детектор с почти постоянной эффективностью для нейтронов промежуточных энергий. Поскольку наибольшее сечение реакции имеет в тепловой области, кристалл  ${}^6\text{LiJ}(\text{Eu})$  помещают в сферический замедлитель диаметром, определяемым верхней границей энергии регистрируемых нейтронов. В большинстве опубликованных работ [6, 7] использованы парафиновые, либо полиэтиленовые сферы. При этом эффективность регистрации колеблется в пределах 0,5—0,8%.

В описываемой работе использовался кристалл LiJ(Eu) диаметром 10 и толщиной 2 мм, обогащенный изотопом  ${}^6\text{Li}$  до 85%. Сцинтилляции в кристалле регистрировались фотоумножителем ФЭУ-54. На рис. 1 приведена блок-схема установки. Питание блоков регистрирующей системы и ФЭУ осуществля-

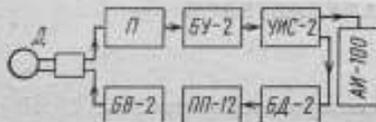


Рис. 1. Блок-схема установки  
Д — детектор; П — предусилитель; 5У — усилитель

лось от стандартных блоков питания со стабильностью  $\pm 0,1\%$ . Стабильность проверялась в течение 10 ч по положению максимума счета в пике фотоэлектрического поглощения  $\gamma$ -квантов  ${}^{137}\text{Cs}$  и оказалась не ниже  $\pm 0,5$  канала на уровне 12-го канала анализатора АИ-100. Энергетическая градуировка линейности проводилась по  $\gamma$ -излучению  ${}^{137}\text{Cs}$  (0,66 МэВ),  ${}^{22}\text{Na}$  (1,27 МэВ),  ${}^{60}\text{Co}$  (1,17 и 1,33 МэВ),  ${}^{88}\text{Y}$  (1,85 МэВ) и тепловым нейтронам (энергия реакции 4,78 МэВ). Отклонение от линейности не превышало  $\pm 2\%$ . Энергетическое разрешение для пика от тепловых нейтронов (ширина на полувысоте пика) равнялась 11%. Разрешающее время регистрирующей системы и ФЭУ, определенное методом двух источников, оказалось равным  $1,42 \cdot 10^{-6}$  с.

Сферические замедлители с монокристаллом LiJ(Eu) в центре сферы имеют избирательную чувствительность к нейтронам различных энергий, что ограничивает их применение в области энергий ниже 10 кэВ из-за захвата тепловых нейтронов в водородосодержащем замедлителе. Были исследованы сферические полиэтиленовые замедлители диаметром 63, 80, 93, 100, 110, 120, 130, 144, 150, 160 и 200 мм. Изучение характера изменения эффективности регистрации производилось для четырех различных источников нейтронов: Po-Be-источника (средняя энергия 4,5 МэВ, поток  $1,54 \cdot 10^6$  нейтр/с), источника спонтанного деления  ${}^{252}\text{Cf}$  (средняя энергия 1,9 МэВ, поток  $7,74 \cdot 10^6$  нейтр/с), Sb-Be-фотонейтронного источника (средняя энергия 24 кэВ, поток  $1,31 \cdot 10^6$  нейтр/с) и Ra-Be ( $\gamma, n$ )-фотонейтронного источника (средняя энергия 0,3 МэВ, поток  $2,9 \cdot 10^6$  нейтр/с). Зависимость эффективности детектора от диаметра сферы приведена на рис. 2, из которого видно, что наибольшая эффективность исследованных детекторов имела место для нейтронов малых энергий — Sb-Be, Ra-Be ( $\gamma, n$ ). Как для Sb-Be-источника, так и для Ra-Be ( $\gamma, n$ )-источника зависимость эффективности регистрации нейтронов от диаметра сферы максимальна при диаметре сферы 100 мм. Эти данные согласуются со значениями, приведенными в работе [7], где аналогичные зависимости сняты для более широкого диапазона энергий промежуточных моноэнергетических нейтронов.

Как упоминалось выше, кристалл  $\text{LiJ}(\text{Eu})$  имеет форму плоского диска. Эффективность такого детектора зависит от направления падения нейтронов. Для сглаживания этой анизотропии необходимо применять сферический замедлитель. Была исследована эффективность детектора при двух положениях кристалла относительно потока нейтронов. В одном случае нейтроны падали нормально относительно плоскости кристалла, во втором — параллельно с плоскости. Как показали измерения, разница в счете не выходила за пределы статистической. Для сферы диаметром 100 мм была определена также эффективность регистрации детектора для шести различных источников нейтронов. Как видно из рис. 3, она заметно снижается в области энергии менее 10 кэВ, что объясняется, по-видимому, захватом тепловых нейтронов водородом замедлителя. Детектор имеет постоянную эффективность регистрации нейтронов в области энергий от 10 до 300 кэВ.

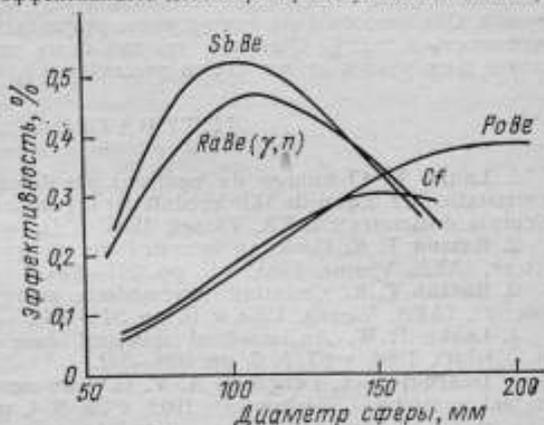


Рис. 2. Зависимость эффективности детектора от диаметра сферического замедлителя

Как уже указывалось, детекторы, использующие  $\text{LiJ}(\text{Eu})$ -сцинтилляторы

весьма чувствительны к  $\gamma$ -излучению, поэтому надежную дискриминацию пика, обусловленного тепловыми нейтронами, от  $\gamma$ -фона можно осуществить, пока энергия  $\gamma$ -излучения заметно меньше 4 МэВ. При нарушении этого условия следует использовать другие методы дискриминации, например, по форме импульса.

Не менее важным условием является правильная установка порога дискриминации. В ходе исследований эта величина определялась в зависимости от положения

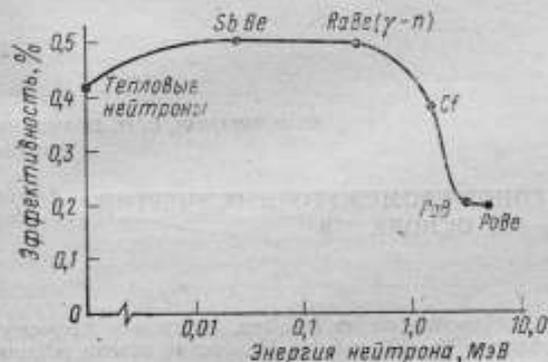


Рис. 3. Зависимость эффективности детектора от энергии падающих нейтронов

пика на гистограмме АИ-100 для  $\text{Sb-Be}$ -источника. Напряжение запирания соответствовало номеру канала, лежащего между началом пика, обусловленного тепловыми нейтронами, и концом пика, обусловленного  $\gamma$ -излучением. Погрешность определения эффективности из-за дрейфа коэффициента усиления, напряжения питания и порога дискриминации не превышала  $\pm 2\%$ . Несколько большую парциальную погрешность ( $\pm 3\%$ ) дает статистический разброс в счете импульсов. Составляющая погрешности, обусловленная неточностью измерения расстояния от источника до детектора, равно как и неточностью измерения потока нейтронов, не превышает  $\pm 3\%$ .

Поскольку измерения с детектором производились в открытой геометрии в помещении, необходимо было оценить погрешность от рассеянного излучения. С этой целью были проведены измерения с поглощающим конусом и найдена зависимость числа отсчетов от расстояния между детектором и источником излучения. Оба способа дали совпадающие результаты и позволили оценить эту погрешность в  $\pm 15\%$ . Очевидно, что при более точных измерениях детектор должен быть удален от источников рассеянного излучения.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Laune T. Comptage de neutrons par detection du rayonnement  $\gamma$  de desexcitation du noyau de  ${}^7\text{Li}^*$  produit par la reaction nucleaire  ${}^{10}\text{B}(n, \alpha){}^7\text{Li}^*$ . — „Neutron dozimetry“, IAEA, Vienna, 1963, v. II, pp. 421—423.
2. Basson T. K. Counting intermediate energy neutrons. — „Neutron dozimetry“, IAEA, Vienna, 1963, v II, pp. 241—243.
3. Basson T. K. Counting inrermidiate energy neutrons. — „Neutron dozimetry“, IAEA, Vienna, 1963, v II, pp. 244—247.
4. Leake T. W. An improved spherical dose equivalent neutron detector. — „NIM“, 1968, v 63, N 3, pp. 329—332.
5. Dearnaley G., Ferguson A. T. G. Two nev semiconductor detectors for fast neutrons. — „Nucleonics“, 1962, v 20, N 4, pp. 84—88.
6. Кузьминов Ю. С. Сцинтилляционный счетчик с кристаллом  $\text{LiJ}(\text{Eu})$  для регистрации тепловых нейтронов. — ПТЭ, 1970, № 2, с. 82—86.
7. Андреева Л. С., Кейрим-Маркус И. Б., Успенский Л. Н. и др. Чувствительность шаровых детекторов нейтронов в диапазоне энергий от 0,025 эВ до 10 МэВ. — ПТЭ, 1970, № 1, с. 72—77.

Поступила в редакцию  
29.11.1971 г.

УДК 539.125.516.24.074

Ю. В. ИВАНОВ, С. И. ТКАЧЕНКО  
ВНИИМ

#### ДЕТЕКТОР НЕЙТРОНОВ ПРОМЕЖУТОЧНЫХ ЭНЕРГИЙ НА ОСНОВЕ ${}^{10}\text{B}$

Согласно классификации нейтронов по их энергии, нейтронам промежуточных энергий отводится область 0,5—200 кэВ [1]. Измерение потока нейтронов в этой области требует создания специфических детекторов. При этом для обеспечения приемлемой чувствительности детектора необходимо применение достаточно толстых слоев чувствительных материалов. Кроме того, для указанной области энергий практически не имеется источников нейтронов (за исключением  $\text{Sb-Be}$ -источника и ускорителей).

Наиболее простым решением было бы применять детекторы, имеющие постоянную эффективность во всей области нейтронов промежуточных энергий. Используя в качестве детекторов материалы с достаточно большим сечением, обеспечивающим взаимодействие всех нейтронов, можно получить детекторы с постоянной эффективностью, так как вероятность взаимодействия нейтронов с детектором близка к 100% для выбранного диапазона энергий. Эффективность же детектора в общем случае меньше 100%, так как не каждый процесс взаимодействия может быть зарегистрирован. Применение таких детекторов не требует точного знания сечения, важно, чтобы оно было достаточно большим.

Такие детекторы называются «черными», так как они поглощают все падающие нейтроны.

Обычно для создания «черных» детекторов используют реакции  $^{10}\text{B}(n, \alpha)^7\text{Li}^*$  и  $^6\text{Li}(n, \alpha)^3\text{He}$ , имеющие большое эффективное сечение взаимодействия с нейтронами от области тепловых нейтронов до энергий нейтронов киловольтной области. Сечение этих реакций следует закону  $1/v$  до энергий, по крайней мере, нескольких сотен кэВ, и для  $^{10}\text{B}$  составляет  $\sim 6$  барн для энергий 10 кэВ. В процессе этих реакций образуются заряженные частицы, а при реакции на  $^{10}\text{B}$  возникает также  $\gamma$ -излучение (с энергией 478 кэВ в 93,7% случаев распада) с возбужденного уровня  $^7\text{Li}^*$ .

Зависимость взаимодействия нейтронов в материале детектора от энергии при толщине 10 г/см<sup>2</sup> естественного лития, естественного бора,  $^6\text{Li}$  и  $^{10}\text{B}$  показана на рис. 1. Как можно заметить, для детекторов из  $^{10}\text{B}$  и  $^6\text{Li}$  вероятность

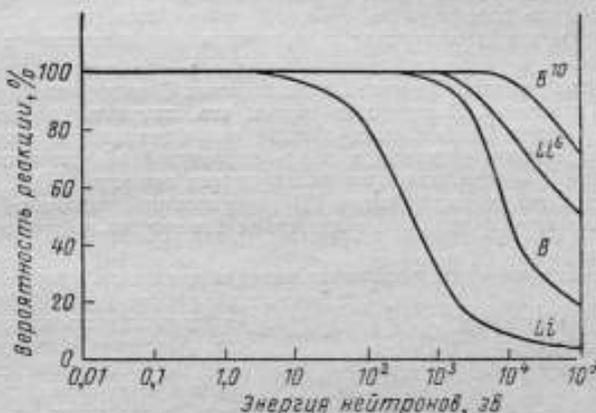


Рис. 1. Зависимость эффективности регистрации нейтронов от энергии для B и Li детекторов с поверхностной плотностью 10 г/см<sup>2</sup>

взаимодействия постоянна до 1 кэВ, а для детектора из  $^{10}\text{B}$  она уменьшается только на 3,4% при энергии 10 кэВ. В ряде работ использовался бор и литий для введения непосредственно в жидкий сцинтиллятор. Такие детекторы имеют постоянную эффективность для энергий 10—100 эВ. Введение большого количества бора невозможно, следовательно, такие детекторы являются «черными» только для низких энергий. Возможно применение неорганических кристаллов  $^6\text{LiJ}(\text{Eu})$ , а также сцинтиллирующих стекол, «нагруженных»  $^{10}\text{B}$  и  $^6\text{Li}$ . В этом случае постоянной эффективности можно достигнуть также в ограниченной области энергий. Детекторы подобного рода чувствительны и к  $\gamma$ -излучению. С  $^6\text{Li}$ , у которого энергия реакции составляет 4,78 МэВ (в сравнении с 2,79 МэВ для  $^{10}\text{B}$ ), можно работать при уровне  $\gamma$ -фона до 10 мР/ч. Можно также использовать детектор, состоящий из  $^{10}\text{B}$  и находящийся в пучке нейтронов, но регистрация взаимодействия нейтронов с  $^{10}\text{B}$  осуществляется по  $\gamma$ -излучению с энергией 478 кэВ, сопровождающему эту реакцию. Регистрация  $\gamma$ -излучения производится сцинтилляционными кристаллами  $\text{NaJ}(\text{Tl})$ . Использование дифференциального метода измерения («окно») для энергий 478 кэВ позволяет в некоторой степени избавиться от фонового  $\gamma$ -излучения.

В работах [2, 3] описываются детекторы из аморфного  $^{10}\text{B}$  (в виде пресованной таблетки или пластины). Рэй и Бовэй [3] использовали два сцинтилляционных кристалла  $\text{NaJ}(\text{Tl})$  размером 45×51 мм для регистрации  $\gamma$ -излучения с энергией 478 кэВ. Пресованная таблетка из аморфного  $^{10}\text{B}$  диаметром 76 мм и толщиной 32 мм располагалась между кристаллами  $\text{NaJ}(\text{Tl})$ . Кристаллы

$\text{NaJ(Tl)}$  и фотоумножители экранировались значительным слоем свинца и борного стекла от прямого пучка нейтронов. Эффективность регистрации нейтронов для данной установки составляла 2,6% и была постоянной до энергии нейтронов  $\sim 1$  кэВ (для используемого количества  $^{10}\text{B}$ ). Установка калибруется в известном потоке тепловых нейтронов, и это значение сохраняется для всего используемого диапазона.

Гуд и другие [3] аналогичный детектор применяли для регистрации нейтронов в промежуточной области энергий в спектрометре по времени пролета. Пластина из плотно спрессованного  $^{10}\text{B}$  толщиной 1 см имела 100-процентное поглощение нейтронов до энергии 5 кэВ. Она располагалась перед кристаллом  $\text{NaJ(Tl)}$  размером  $70 \times 70$  мм, а сам детектор находился в прямом пучке нейтронов. Средняя эффективность к  $\gamma$ -квантам составила 10% от максимальной амплитуды импульса при ширине окна одноканального анализатора 15%. Полная эффективность детектора оказалась равной 3—10% для области энергий, где использование детектора по протонам отдачи было бы не эффективным. Аналогичный метод детектирования нейтронов использовался в работе [2].

Активационные и резонансные детекторы в области энергий нейтронов выше 1 кэВ практически не находят применения. Сечения активации для ядер со средним значением  $Z$  настолько малы, что получить достаточные скорости счета трудно. Для области энергий выше нескольких сотен электронвольт можно создать детектор с почти постоянной эффективностью вплоть до энергии 1 МэВ, если использовать делящиеся вещества ( $^{235}\text{U}$ ,  $^{239}\text{Pu}$ ). Если экранировать такой детектор слоем  $^{10}\text{B}$  поверхностной плотностью 2 г/см<sup>2</sup>, то можно производить интегральные измерения без вклада нейтронов с энергиями ниже 1 кэВ [5].

В результате изучения различных методов измерения потока нейтронов в области промежуточных энергий в настоящей работе был выбран детектор,

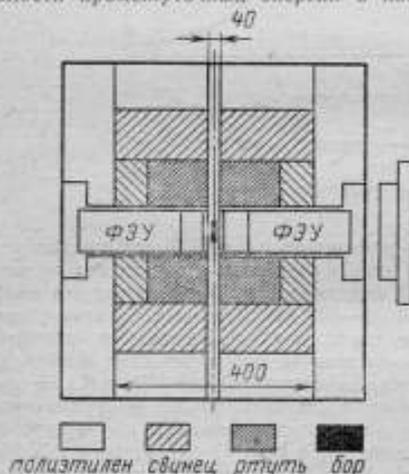


Рис. 2. Блок-схема установки

чувствительность которого не зависит от энергии в определенном диапазоне. Относительная простота этого метода и большая эффективность регистрации (в сравнении с методом с фольгой) позволяют производить измерения в лабораторных условиях без использования пучков нейтронов из реактора или ускорителя.

Конструкция детектора подобна описанной в работе [4]. Тонкостенный алюминиевый цилиндр, заполненный спрессованным порошком аморфного  $^{10}\text{B}$  (обогащение 85%), находится внутри установки в канале диаметром 40 мм. Ось цилиндра параллельна пучку нейтронов. Для регистрации  $\gamma$ -квантов с энергией 478 кэВ, испускаемых при поглощении нейтронов  $^{10}\text{B}$ , используются два сцинтилляционных кристалла  $\text{NaJ(Tl)}$  размером  $70 \times 70$  мм. Кристаллы расположены по обеим сторонам цилиндра с бором и находятся вне пучка нейтронов. Сцинтилляционные детекторы имеют защиту как от  $\gamma$ -излучения, так и от нейтронов. Конструкция защиты и ее размеры показаны на рис. 2.

Для измерения сцинтилляций от кристаллов  $\text{NaJ(Tl)}$  использовались умножители жалюзийной системы ФЭУ-56 с рабочим диаметром фотокатода 75 мм. Непосредственный контакт кристалла с ФЭУ осуществлялся с помощью оптической замазки. Фторопластовое переходное кольцо и пружинные опоры панели ФЭУ позволяют жестко соединить кристаллы с фотоумножителем. Свето-

защитный кожух фотоумножителя выполнен из стали и служит опорой кристалла. Блок-схема детектора является одноканальной.

Импульсы с двух фотоумножителей суммировались на схеме сложения и поступали на вход линейного усилителя. Для изучения амплитудного распределения импульсов использовался многоканальный амплитудный анализатор или одноканальный дифференциальный дискриминатор с пересчетным прибором. Стабильность работы фотоумножителей и всей электроннофизической аппаратуры проверялась в течение 8 ч. по интегральному счету числа импульсов и положению максимума счета в пике фотоэлектрического поглощения  $\gamma$ -квантов  $^{137}\text{Cs}$ . Нестабильность счета числа импульсов составляет  $\pm 1\%$ , а нестабильность положения максимума в амплитудном распределении  $\pm 0,5$  канала (на уровне 46 канала) после установления рабочего режима фотоумножителя. Энергетическая разрешающая способность установки составляет  $13\%$  по  $\gamma$ -излучению  $^{137}\text{Cs}$ . Проведена энергетическая градуировка линейности по  $\gamma$ -излучению  $^{203}\text{Hg}$  (279 кэВ),  $^{64}\text{Cu}$  (511 кэВ),  $^{137}\text{Cs}$  (661 кэВ),  $^{22}\text{Na}$  (511 кэВ и 1,27 МэВ),  $^{60}\text{Co}$  (1,17 и 1,33 МэВ). Для данного диапазона энергии в пределах  $\pm 2\%$  получена линейная зависимость. Разрешающее время установки, определенное с помощью двух источников, равно  $2,2 \cdot 10^{-4}$  с.

Экспериментально изучена форма линии аннигиляционного  $\gamma$ -излучения с энергией 511 кэВ  $\beta^+$ -распада  $^{64}\text{Cu}$  ( $T=12,87$  час), поскольку эта линия близка по энергии к линии 478 кэВ.

Экспериментально определена полная эффективность регистрации  $\gamma$ -излучения точечного источника цилиндрическими кристаллами  $\text{NaJ(Tl)}$ . В качестве источника  $\gamma$ -излучения использован образцовый источник  $^{137}\text{Cs}$ , расположенный на оси между кристаллами. Полученное значение близко к расчетному.

Источниками нейтронов промежуточных энергий служили изотопные источники нейтронов (Po-Be, Pu-Be, PO-B), помещенные в шаровые полиэтиленовые замедлители, и Sb-Be-источник. Исследовалась аппаратурная форма спектра данных источников. Для выяснения влияния различных физических факторов измерения на установке проводились путем изучения дифференциального распределения амплитуд импульсов многоканальным анализатором. Имеется значительный фон установки при наличии нейтронного источника, расположенного на определенном расстоянии по оси канала и при отсутствии цилиндра с прессованным  $^{10}\text{B}$ . Вклад в фон дает также излучение, проходящее через боковую поверхность защиты. Предварительная коллимация пучка излучения (нейтронного и гамма) приводит к значительному снижению фона установки. Это говорит о том, что слой в 10 см чистого полиэтилена недостаточен для защиты от нейтронов, поэтому в ходе исследования нейтронная защита была усилена слоем толщиной 10 см из смеси парафина с литием (10% лития по весу). Такая мера позволила значительно снизить фон установки и производить измерения потока нейтронов с использованием защитного коллиматора (полиэтилен с бором).

Для устранения влияния нейтронов, замедлившихся до тепловых энергий в парафиновой (Li) и полиэтиленовой защите, использовался кадмевый экран толщиной 0,5 мм, который размещался между полиэтиленовой и свинцовой защитой. Приходилось производить две серии измерений: без  $^{10}\text{B}$  и с ним. Разность результатов двух измерений, дающая эффект, обусловленный регистрацией нейтронов бором-10, представлен на рис. 3. Это типичная картина распределения импульсов при регистрации  $\gamma$ -квантов одной энергии в кристалле  $\text{NaJ(Tl)}$ . Здесь виден пик полной энергии (фотоэлектрическое поглощение), непрерывное комптоновское распределение и пик обратного рассеяния. Энергия  $\gamma$ -квантов, определенная экспериментально, равна  $480 \pm 5$  кэВ. Такова качественная сторона метода измерения. Сами же измерения потока промежуточных нейтронов и градуировка установки произведены по регистрации скорости счета для фона и эффекта на боре-10.

Градуировка установки производилась по тепловым нейтронам серий измерений на  $^{10}\text{B}$ . Разность отсчетов на  $^{10}\text{B}$  с кадмием и без кадмия дает поток тепловых нейтронов, при этом исключается фон установки и влияние рассеянного  $\gamma$ -излучения на боре-10.

Поскольку данная установка имеет постоянную эффективность в диапазоне энергий от тепловых до 10 кэВ, то градуировка ее в известном потоке тепловых нейтронов будет справедлива для этого диапазона энергий, т. е. до 10 кэВ. Ро-Ве-источник нейтронов, помещенный в парафиновую сферу диаметром 150 мм, испускает  $0,12 \cdot Q$  тепловых нейтронов и  $0,8 \cdot Q$  нейтронов с энергией выше энергии захвата в кадмии ( $Q$  — полный поток нейтронов из источника) [7]. Источник нейтронов находится на расстоянии 64,5 см от детектора, полный поток нейтронов равен  $(1,54 \pm 0,02) \cdot 10^7$  нейтр/с, площадь поперечного сечения борного детектора равна  $4,5 \text{ см}^2$ , следовательно, число тепловых нейтронов, падающих в секунду на поверхность детектора, равно 159 нейтр/с.

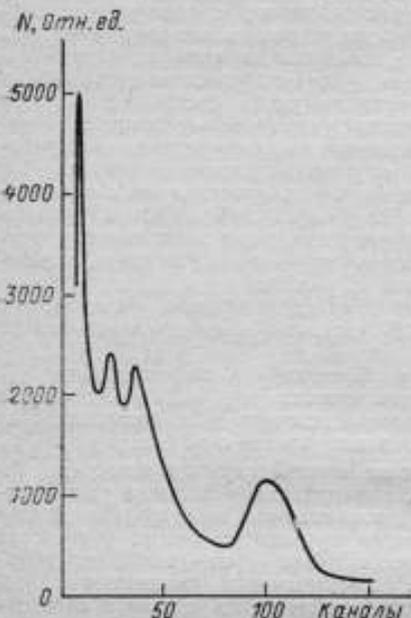


Рис. 3. Спектр импульсов при регистрации только нейтронов, полученных методом разности

При определении эффективности регистрации потока нейтронов необходимо также учитывать ослабление  $\gamma$ -излучения в кадмии. Была проведена экспериментальная оценка ослабления  $\gamma$ -излучения кадмием для разных  $\gamma$ -источников (Hg, Cu, Co) с сохранением той же геометрии, что и для Ро-Ве-источника (в том числе и с полиэтиленовой сферой). Ослабление в кадмии для Ро-Ве-источника при энергии  $\gamma$ -излучения 0,8 МэВ составляет  $4,8 \times 10^{-3}\%$ , при энергии  $\gamma$ -излучения 4,43 МэВ составляет  $2,0 \cdot 10^{-6}\%$  от полного выхода  $\gamma$ -излучения соответствующей энергии Ро-Ве-источника. Эффективность регистрации потока нейтронов в диапазоне энергий от тепловых до 10 кэВ равна  $\epsilon = 14,8\%$  для регистрации скорости счета в интегральном режиме измерений с порогом

ЗВ. Постоянство энергетического порога дискриминации контролировалось положением пика фотоэлектрического поглощения  $\gamma$ -излучения  $^{137}\text{Cs}$ .

При измерениях потока промежуточных нейтронов необходимо учитывать рассеяние  $\gamma$ -излучения на  $^{10}\text{B}$ . Для определения эффекта рассеяния был выбран близкий к бору по атомным свойствам (одинаковое отношение  $Z/A$  для  $^{10}\text{B}$  и  $^{12}\text{C}$ ) углерод в виде графита. Количество графита подбиралось по равному эффекту в аналогичных условиях регистрации для различных значений энергии  $\gamma$ -излучения  $^{124}\text{Sb}$ ,  $^{60}\text{Co}$  и  $^{137}\text{Cs}$ . Таким образом, для измерения потока нейтронов необходимо производить две серии измерений с бором-10 и графитом. Разность этих отсчетов определяет значение потока промежуточных нейтронов. Таким образом, погрешность определения потока нейтронов промежуточных энергий обусловлена следующими составляющими:

1. Погрешностью определения коэффициента потока тепловых нейтронов  $0,12 \pm 9\%$  при градуировке установки [7].

2. Погрешностью экспериментальной оценки ослабления  $\gamma$ -излучения Ро-Ве-источника в кадмии.

3. Погрешностью определения вклада рассеянного излучения при замене бора углеродом. При этом, поскольку основным процессом взаимодействия является комптоновское рассеяние, значение полного коэффициента рассеяния составляет  $\sigma \sim \rho \frac{Z}{A}$ , где  $\rho$  — плотность поглощающего вещества;  $Z$  — заряд ядра;  $A$  — атомная масса.

Поскольку для  $^{10}\text{B}$  и  $^{12}\text{C}$  отношения  $Z/A$  равны, а плотности бора и углерода близки, различие в значении коэффициента рассеяния будет невелико ( $\sim 3\%$ ). Это вносит некую систематическую ошибку в результат измерения. Определение скорости счета при измерении потока промежуточных нейтронов возможно с погрешностью не более 2—3% для исследуемых источников нейтронов.

Таким образом, погрешность измерения потока нейтронов промежуточных энергий с помощью данного детектора оценивается в  $\sim 15\%$ .

## ЛИТЕРАТУРА

1. JCRU, Report N 20, „Radiation Protection Instrumentation and its Application“, 1971, USA, Washington, DC 20014, 310 p.
2. Laune J. Comptage de neutrons par detection du rayonnement  $\gamma$  de desexcitation du noyau de  $^7\text{Li}$  produit par la reaction nucleaire  $^{10}\text{B}(n, \alpha)^7\text{Li}$ , — „Neutron Dosimetry“, IAEA, Vienna, 1963, v. II, pp. 421—423.
3. Good W. M., Neiler J. H., Gibbous J. H. Neutron Total cross sections in the key region by fast time-of-flight measurements, — „Physical Review“, 1958, v. 109, № 3, pp. 926—933.
4. Rae E. R., Bowen E. M. A scintillation detector for neutrons of intermediate energy, — „Proc. Phys. Soc.“, 1953, v. 66A, № 11, pp. 1073—1074.
5. Basson J. R. Counting intermediate energy neutrons, — „Neutron Dosimetry“, IAEA, Vienna, 1963, v. II, pp. 241—248.
6. Варганов Н. А., Самойлов П. С. Практические методы сцинтилляционной гамма-спектрометрии. М., Атомиздат, 1964. 214 с.
7. Васильев Р. Д., Дорофеев Г. А., Мордовская Т. С. и др. Исследование источника тепловых нейтронов. — «Атомная энергия», 1963, т. 15, № 3, с. 233—237.

Поступила в редакцию  
27.12.1971 г.

УДК 539.125.516.23.074.089.68

О. Л. АНДРЕЕВ, Е. П. КУЧЕРЯВЕНКО,  
В. А. ТУМОЛЬСКИЙ, А. П. ЯНОВСКИЙ  
И. А. ЯРИЦЫНА

ВНИИМ

## АТТЕСТАЦИЯ ОБРАЗЦОВОЙ УСТАНОВКИ УКПН-1 ПО ВТОРИЧНОМУ ЭТАЛОНУ ЕДИНИЦЫ ПЛОТНОСТИ ПОТОКА ТЕПЛОВЫХ НЕЙТРОНОВ

Установка УКПН-1 [1] состоит из источника нейтронов и градуировочной линейки. Источник нейтронов представляет собой защитный контейнер, изготовленный из смеси полиэтилена с бором, в который помещается изотопный источник быстрых нейтронов. В отверстие в стенке контейнера, обращенной в сторону градуировочной линейки, вставляются вкладыши специальной конструкции для получения направленного потока быстрых или тепловых нейтронов. Плотность потока тепловых нейтронов рассчитывается по формуле

$$\Phi_T = k_T \frac{Q k_d}{4\pi R^2}, \quad (1)$$

где  $Q$  — поток быстрых нейтронов источника;  $R$  — расстояние между центрами источника и детектора;  $k_d$  — коэффициент диффузности распространения теп-

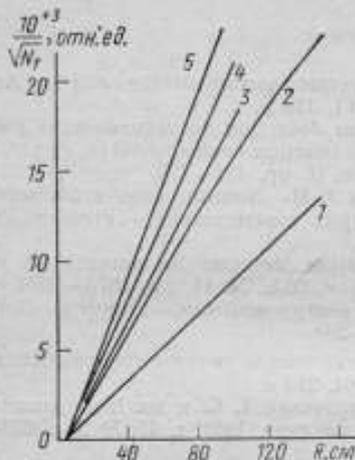
ловых нейтронов в пучке;  $k_t$  — коэффициент, учитывающий температуру нейтронов.

Значение коэффициента  $k_t' = 0,83 - 0,37R$  было установлено на основании измерений плотности потока тепловых нейтронов с помощью индиевых фольг [2]. При этом погрешность измерения составляла 12%.

При использовании метода активации индиевых фольг возможны значительные систематические погрешности, обусловленные погрешностью абсолютных измерений, приведенной активности и погрешностью определения сечения индия.

В целях единства измерений плотностей потоков тепловых нейтронов размер единицы был передан от вторичного (рабочего) эталона установки УКПН-1. При этом было определено пространственное распределение тепловых нейтронов и спектральные характеристики установки УКПН-1.

На рисунке представлены графики зависимости скорости счета детектора от расстояния между центрами источника нейтронов и детектора, расположенных вдоль оси градуировочной линейки. Измерения проводились с помощью детекторов трех типов: борного счетчика, наполненного газом  $BF_3$  с рабочим объемом  $2 \text{ см}^3$ ; сцинтилляционного детектора, в котором в качестве сцинтиллятора использовалась пластмасса СДТН диаметром  $25 \text{ мм}$  и высотой  $11 \text{ мм}$ , или кристаллы смеси Т-2; активационных детекторов (индиевые фольги диаметром  $20 \text{ мм}$  и толщиной  $25-100 \text{ мг/см}^2$ ). Как показали результаты измерений, распределение плотности потока тепловых нейтронов в зависимости от расстояния подчиняется закону  $1/R^2$ , т. е. коэффициент  $k_t'$  является постоянной величиной, если



Зависимости скорости счета детектора от расстояния для

- 1 — сцинтилляционного детектора; 2 — борного счетчика; 3 — фольги  $25 \text{ мг/см}^2$ ; 4 — фольги  $54 \text{ мг/см}^2$ ; 5 — фольги  $97 \text{ мг/см}^2$

расстояние отсчитывается не от геометрического центра источника тепловых нейтронов, а от эффективного, смещенного в сторону детектора на  $5 \text{ см}$  для Ро-Ве-источника быстрых нейтронов.

На основании результатов измерений кадмиевых отношений для индиевых фольг разной толщины эффективная температура тепловых нейтронов была оценена в  $60^\circ \text{C}$ , а плотность потока надтепловых нейтронов (со спектром замедления) — в  $4\%$  от плотности потока тепловых нейтронов.

Передача размера единицы плотности потока тепловых нейтронов от вторичного эталона образцовой установке УКПН-1 осуществлялась путем относительных измерений плотности потока активационными детекторами.

При сравнении плотностей потоков нейтронов в полях с разным угловым распределением необходимо учитывать разные вероятности поглощения нейтрона в одном и том же детекторе. Легко показать, что плотность направленного потока тепловых нейтронов  $\Phi_s^n$  связана с плотностью изотропного потока тепловых нейтронов  $\Phi_T^0$  (в рабочем эталоне) соотношением

$$\Phi_s^n = \Phi_T^0 F_n F_T \frac{A^n - F_{Cd}^n A_{Cd}^n}{A^0 - F_{Cd}^0 A_{Cd}^0}, \quad (2)$$

где  $A^0$  и  $A_{Cd}^0$  — активности фольг, активированных без кадмиевого экрана и с ним в эталонном и исследуемом полях соответственно;  $F_{Cd}^0$  и  $F_{Cd}^n$  — коэффициенты ослабления надтепловых нейтронов кадмием в изотропном и направленном полях;  $F_n$  — отношение соответствующих вероятностей погло-

щения нейтрона в детекторе;  $F_T$  — коэффициент, учитывающий различие эффективных температур тепловых нейтронов в сравниваемых полях. Для вычисления коэффициента  $F_N$  в общем случае надо знать угловое распределение сравниваемых полей нейтронов. Однако так как экспериментально измерить с высокой точностью угловое распределение потока с небольшой плотностью практически невозможно, то для индиевых фольг толщиной 100 мкг/см<sup>2</sup>, применявшихся при относительных измерениях, коэффициент  $F_N$  был вычислен, исходя из предположения, что направленный поток тепловых нейтронов в установке УКПН-1 представляет собой параллельный пучок. При этом по результатам измерений тремя фольгами было получено  $k_T' = 0,36$ . Ввиду того, что данный метод имеет неисключенную систематическую погрешность, обусловленную неизвестным угловым распределением тепловых нейтронов в установке УКПН-1, относительные измерения плотности потока были проведены «черным» детектором, для которого коэффициент  $F_N = 0,5$ , и разработанным во ВНИИМ методом вращающегося детектора, который практически не чувствителен к направлению нейтронов, т. е. для него  $F_N = 1$ . В качестве «черных» детекторов использовались индиевые сферы диаметром 10 и 20 мм. Наведенная активность измерялась на сцинтиляционном у-счетчике. Среднее значение коэффициента  $k_T'$  составляло 0,37.

В качестве вращающихся детекторов (в направленном потоке) применялись индиевые фольги толщиной 25—100 мкг/см<sup>2</sup>. Угловая скорость вращения в горизонтальной плоскости составляла 90, а в вертикальной — 215 об/мин. Среднее значение коэффициента  $k_T'$  на основании измерений шестью фольгами составило 0,37, т. е. совпало с результатом, полученным методом «черного» детектора. Источником быстрых нейтронов во всех измерениях служил Po-Be-источник.

К систематическим погрешностям измерения коэффициента относятся погрешность измерения плотности потока тепловых нейтронов в рабочем эталоне  $\delta = 1,9\%$  и погрешность измерения потока быстрых нейтронов источника  $\delta = 3\%$ .

Среднее квадратическое отклонение для относительных измерений наведенной активности фольг «черных» детекторов без кадмиевого экрана составило  $\delta = 0,5\%$ , а в экране  $\delta = 0,7\%$ .

Предельная погрешность измерения коэффициента  $k_T'$  равна 5%.

На основании результатов измерений формула плотности потока тепловых нейтронов (1) для установки УКПН-1 примет следующий вид:

$$\Phi_T = k_T' \frac{Q}{4\pi (R - R_0)^2} \quad (3)$$

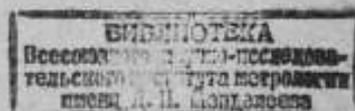
где  $R_0$  — расстояние между геометрическим и эффективным центрами источника (для Po-Be-источника  $R_0 = 5$  см). Коэффициент  $k_T' = 0,37$  был определен с предельной погрешностью  $\delta = 5\%$ , при этом учитывалась реальная температура нейтронов в пучке и его диффузность.

Таким образом, при передаче размера единицы плотности потока тепловых нейтронов от эталона установке УКПН-1 за счет исключения систематических погрешностей измерений значительно увеличена точность аттестации установки.

## ЛИТЕРАТУРА

1. Балахничев С. Н., Юдин М. Ф., Яновский А. П. Создание и исследование установки УКПН-1 для поверки и градуировки нейтронных приборов в коллимированном пучке. — «Труды метрологических институтов СССР», вып. 124(184), Л., «Энергия», 1970, с. 107—128.
2. Балахничев С. Н., Слепышков С. И., Юдин М. Ф., Яновский А. П. Исследование потока тепловых нейтронов установки УКПН-1. — «Труды метрологических институтов СССР», вып. 124(184), Л., «Энергия», 1970, стр. 137—145.

Поступила в редакцию  
29.12.1971 г.



ИССЛЕДОВАНИЕ РАДИАЦИОННОГО ПОЛЯ НЕЙТРОННОГО  
ГЕНЕРАТОРА ПРИ ВОЗБУЖДЕНИИ  $T(d, n)^4\text{He}$ -реакции

Одной из важнейших практических задач нейтронной физики и техники является точное измерение сечений взаимодействия нейтронов с веществом в различных энергетических диапазонах. При этом возникает необходимость создания поля нейтронов, в котором воспроизведение и измерение плотности потока соответствовало бы требуемой точности измерения сечений. В качестве источников моноэнергетических нейтронов могут использоваться  $T(d, n)^4\text{He}$ -п

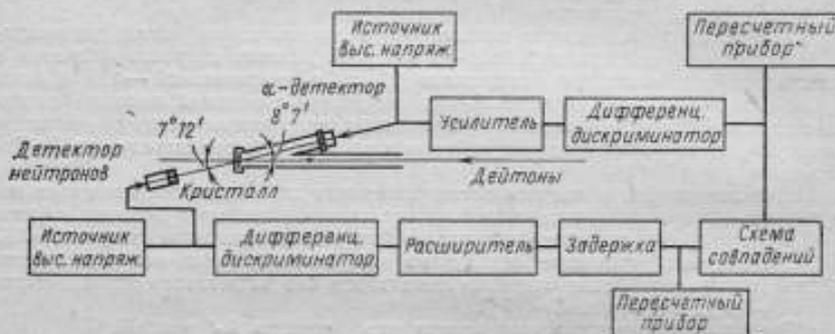


Рис. 1. Блок-схема регистрирующей аппаратуры

$D(d, n)^3\text{He}$ -реакции, характеризующиеся наличием легко регистрируемого сопутствующего излучения.

Рассмотрим некоторые характеристики радиационного поля нейтронного генератора при возбуждении  $T(d, n)^4\text{He}$ -реакции. Мишенный узел нейтронного генератора [1] имеет жестко связанный с анодом счетчик сопутствующего излучения и подвижный нейтронный детектор. Мишенный узел позволяет производить точные измерения сопутствующего реакции  $\alpha$ -излучения методом малого телесного угла. В качестве детектора используется пропорциональный счетчик, наполненный смесью 95%  $\text{Ar}$  и 5%  $\text{CO}_2$  при давлении 250 мм  $\text{Hg}$ . Интегральный спектр импульсов  $\alpha$ -частиц реакции  $T(d, n)^4\text{He}$  имеет плато протяженностью  $\sim 20$  В при наклоне менее 0,05%/В.

В проведенных исследованиях в качестве нейтронных детекторов использовались: в диапазоне 1—15 МэВ — сцинтилляционный счетчик, выполненный на основе стандартной схемы УСД-4 и укомплектованный фотоумножителем ФЭУ-36 с кристаллом стильбена диаметром 30 мм,  $h=20$  мм; в диапазоне 0,025 эВ — 15 МэВ — всеволновый счетчик [2]; детектор, чувствительный преимущественно к нейтронам с энергией 0,025 эВ — 1 МэВ [3].

В измерительных каналах, блок-схема которых приведена на рис. 1, применялась стандартная аппаратура. Все измерения проводились в открытой геометрии. При этом следует иметь в виду, что на основное излучение, обусловленное реакцией, накладывалось центральное по геометрическому признаку фоновое излучение, обусловленное взаимодействием нейтронов с веществом

мишени и мишени камеры, и нецентрального фонового излучения, связанное с ограниченными размерами экспериментального помещения. Для оценки вклада нецентрального фона нейтронов на различных расстояниях от мишени указанными выше тремя типами нейтронных детекторов была изучена зависимость

$$\frac{1}{\sqrt{N_n/N_\alpha}} = f(R),$$
 где  $R$  — расстояние от детектора до мишени. Измерение скорости счета в нейтронном канале по отношению к скорости счета в  $\alpha$ -канале обеспечило независимость результатов измерений от колебаний тока дейтонов на мишень. В предположении, что зависимость фона нецентрального излучения от  $R$  представляет собой монотонную функцию, результаты измерений были обработаны с целью выделения вклада центрального и нецентрального нейтронного излучения. Для сцинтилляционного счетчика указанная зависимость была измерена в диапазоне  $130 \leq R \leq 500$  мм при пороге  $E_n = 4,5$  МэВ. Обработка результатов позволила оценить вклад нецентрального нейтронного излучения с  $E_n > 4,5$  МэВ по отношению к излучению реакции для  $R = 400$  мм в 0,1% с погрешностью  $\delta = 2,5\%$ . Для всеволнового счетчика измерения проводились в диапазоне  $300 \leq R \leq 2000$  мм. Всеволновой счетчик имеет постоянную (в пределах  $\sim 7\%$ ) эффективность в диапазоне энергий нейтронов 0,5—10,0 МэВ, он чувствителен к внешнему излучению тепловых нейтронов только со стороны передней торцевой плоскости (особенности конструкции) и нечувствителен к  $\gamma$ -излучению с  $E_\gamma < 7$  МэВ (выбор режима работы). Рассчитанная в результате обработки данных зависимость центрального излучения  $1/\sqrt{N_n/N_\alpha} = f(R)$  позволила определить положение эффективного центра счетчика и его эффективность к нейтронам с  $E_n = 14,7$  МэВ. Эффективный центр оказался расположенным на расстоянии  $167 \pm 5$  мм от передней торцевой плоскости. Эффективность счетчиков к нейтронам с  $E_n = 14,7$  МэВ определялась из выражения

$$\epsilon_0 = \frac{4\pi}{v_n} \cdot \frac{Q_2}{v_\alpha} \cdot \frac{N_n}{N_\alpha} R_{\alpha\text{ф}}^2 \cdot \frac{1}{S},$$

где  $v_n/v_\alpha = Q_0$  — выход нейтронов реакции на одну зарегистрированную  $\alpha$ -частицу,  $v_n$  — коэффициент трансформации телесного угла при переходе из системы центра масс в лабораторную систему координат;  $S$  — площадь поперечного сечения счетчика, равная  $327 \text{ см}^2$ .

Для исследуемого счетчика  $\epsilon_0$  при  $E_n = 14,7$  МэВ оказалась равной 0,77%. Принимая во внимание, что для энергий  $1 \leq E_n \leq 3$  МэВ  $\epsilon_0$  равна 0,87% [2], отметим, что при переходе к  $E_n = 14,7$  МэВ  $\epsilon_0$  уменьшается на 11,5%, что в пределах 2% согласуется с данными работы [4]. На рис. 2 приведена зависимость эффективности всеволнового счетчика по данным работ [2, 4] и проведенных исследований. Средняя эффективность для диапазона  $0,5 \leq E_n < 14,7$  может быть принята  $\epsilon = 0,92$ , что позволяет оценить вклад нецентрального фонового излучения в указанном диапазоне в 2% для  $R = 1300$  мм. Зависимость изменения фона от расстояния «мишень — эффективный центр счетчика» имеет вид

$$\frac{N_{\text{лф}}}{N_\alpha} = 0,106 (R - 1),$$

где  $[R] = \text{м}$  в диапазоне  $1 < R < 2$  м.

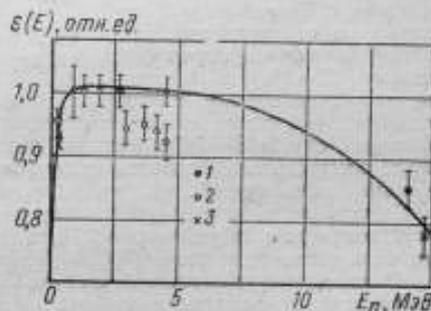


Рис. 2. Зависимость эффективности всеволнового счетчика от энергии нейтронов по данным 1—[2]; 2—[4]; 3—проведенных исследований

Детектор, чувствительный преимущественно к нейтронам с  $E_n < 1$  МэВ, представляет собой полиэтиленовую сферу с двумя коронными счетчиками СНМ-13. Он нечувствителен к  $\gamma$ -излучению (выбор режима) и может быть сделан нечувствительным к тепловым нейтронам (применение кадмиевого экрана). Регистрация центрального излучения позволяет определить эффективность прибора к нейтронам с  $E_n = 14,7$  МэВ, которая составляет  $\epsilon = 2,02 \cdot 10^{-3}$ , что в пределах допустимой погрешности согласуется с оценкой, приведенной в [3]. На рис. 3 показана зависимость эффективности прибора от  $E_n$  по данным [3] и настоящей работы. Вклад нецентрального излучения в предположении, что энергия его распределена в диапазоне  $0,025 \text{ эВ} < E_n < 1 \text{ МэВ}$ , составляет 1,8% от центрального излучения реакции для  $R=400$  мм. Измерения с кадмиевым экраном показывают, что плотность тепловых нейтронов с  $\delta \approx 3\%$  не зависит от  $R$  и составляет для  $R=400$  мм 1,6% от центрального излучения.

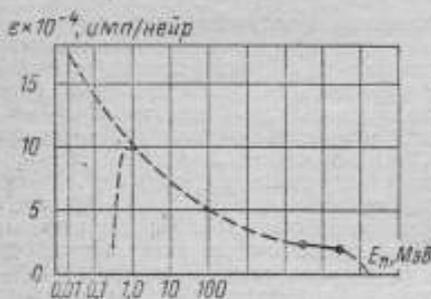


Рис. 3. Зависимость эффективности нейтронного детектора с коронными счетчиками от энергии нейтронов

Вклад фона центрального происхождения обусловлен процессами взаимодействия нейтронов реакции с материалом мишенного узла (латунь) и возможным вкладом нейтронов  $D(d, n)^3\text{He}$ -реакции, которая может возбуждаться на дейтонах, абсорбированных в мишени. В табл. 1 приведены типы возможных реакций на материале мишенного узла, макроскопические сечения этих реакций, а также влияние реакций на уменьшение полного потока реакции. В результате измерений обнаружено, что поток нейтронов с  $E_n = 14,7$  МэВ, падающих на синтиллактор, рассчитанный по сопутствующим частицам ( $\delta \approx 1\%$ ) и измеренный синцилляционным счетчиком ( $\delta \approx 1,5\%$ ), составляет соответственно 34,712 и 34,165 нейтр./а. Как видно, во втором случае на 1,6% меньше, и это значение может служить оценкой вклада центрального фонового излучения нейтронов, обусловленного взаимодействием нейтронов реакции с веществом мишенной камеры.

Сопоставление аппаратных спектров реакций  $T(d, n)^4\text{He}$  и  $D(d, n)^3\text{He}$  показывает, что с погрешностью 0,3% в спектре нейтронов  $T(d, n)^4\text{He}$ -реакции нейтроны, соответствующие  $D(d, n)^3\text{He}$ -реакции, отсутствуют.

Стандартный гейгеровский счетчик МС-9, примененный для исследования  $\gamma$ -составляющей радиационного поля, имел эффективность  $\epsilon = 0,23\%$   $\times E_T = 0,667$  МэВ и  $0,87\% \times E_T = 1,25$  МэВ, определенную по образцовым источникам  $^{137}\text{Cs}$  и  $^{60}\text{Co}$ . Изучение зависимости  $1/\bar{N}_n/\bar{N}_\alpha = f(R)$  для данного счетчика показало, что он с эффективностью  $\sim 0,3\%$  регистрирует нейтроны с  $E_n = 14,7$  МэВ. Фон нецентрального  $\gamma$ -излучения в предположении, что  $0,667 < E < 1,25$  МэВ, составляет для  $R=400$  мм  $\sim 2\%$  от центрального излучения реакции.

В результате  $(n-2n)$ -процесса на меди имеет место активация мишенного узла с последующим испусканием  $\beta$ -частиц  $E_\beta = 2,9$  МэВ с  $T_{1/2} = 10,8$  мин. Измерения с пластическим синциллятором показывают, что фон  $\beta$ -частиц для  $R=400$  мм составляет  $2,1\beta/(\alpha \cdot \text{см}^2 \cdot \text{с})$ .

Таблица 1

Тип реакции взаимодействия	Сечение взаимодействия $\Sigma, \text{см}^{-1} \cdot 10^3$	Уменьшение полного потока, %
Общее	19,02	7,3
$(n, n')$ -упругое	11,91	4,7
$(n, n')$ -неупругое	2,89	1,2
$(n, 2n)$ -реакция	4,23	1,7

В табл. 2 приведена сводная характеристика радиационного поля нейтронного генератора ВНИИМ в точке  $R=400$  мм от мишени.

Таблица 2

Тип излучения	Плотность потока на одну $\alpha$ -частицу или в % к основному излучению	Относительная погрешность измерения, %
Нейтроны $E_n = 14,7$ МэВ	34,165Н/(с·см <sup>2</sup> )	1,5
Нейтроны $4,5 < E_n < 14,7$ МэВ	0,1%	2,5
Нейтроны $0,025$ эВ $< E_n < 1$ МэВ	1,8%	5,0
Нейтроны $E_n = 0,025$ эВ	1,6%	5,0
Электроны $E_e = 2,9$ МэВ	2,1β/(с·см <sup>2</sup> )	7,0
γ-кванты $0,667 < E_\gamma < 1,25$ МэВ	2%	10,0

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Быков А. Н., Шеболев В. Т., Яблоков Ш. В. Установка для измерения сечений взаимодействия быстрых нейтронов из реакций  $T(d, n)^4\text{He}$  и  $D(d, n)^3\text{He}$ . «Труды метрологических институтов СССР», вып. 124(184), М., Изд-во стандартов, 1970, с. 94—98.
2. Фоминных В. И. Создание и исследование образцового «всеволнового» полиэтиленового счетчика ВНИИМ. — «Труды метрологических институтов СССР», вып. 89(149), М., Изд-во стандартов, 1967, с. 158—172.
3. Мигульников О. А., Фоминных В. И. Детектор нейтронов промежуточных энергий. — «Атомная энергия», 1971, № 1, с. 59—60.
4. Васильев Р. Д., Дорофеев Г. А., Петров В. И. и др. Применение полупроводниковых детекторов для определения выхода нейтронов в реакциях  $D-D$  и  $D-T$ . — «Атомная энергия», 1966, № 20, с. 507—508.

Поступила в редакцию  
31.03.1972 г.

УДК 539.1.074.8.089.68

В. И. ФОМИННЫХ  
ВНИИМ

#### СРАВНЕНИЕ ХАРАКТЕРИСТИК ОБРАЗЦОВЫХ ВСЕВОЛНОВЫХ СЧЕТЧИКОВ НЕЙТРОНОВ ОВС-3

Всеволновые детекторы нейтронов широко применяются в различных областях нейтронной физики. Для повышения воспроизводимости характеристик всеволнового счетчика и единства измерений потока быстрых нейтронов во ВНИИМ разработан образцовый всеволновый полиэтиленовый счетчик ОВС-3

1)]. В настоящее время этот счетчик является практически единственным образцовым нейтронным радиометром, обеспечивающим измерение плотности потока нейтронов в диапазоне энергий 0—9 МэВ с погрешностью 3—8%.

Образцовый всеволновый счетчик ВНИИМ имеет постоянную эффективность регистрации быстрых нейтронов в широком диапазоне энергий (табл. 1).

Таблица 1

Источник	Средняя энергия нейтронов, МэВ	Эффективность счетчика ОВС-3 $\eta$ (Е), ям.нейтрон $\cdot$ 10 <sup>6</sup>
Тепловые нейтроны *	0,025 эВ	8,2
SbBe ( $\gamma, n$ )	0,024	8,48
RaBe ( $\gamma, n$ )	0,3	8,56
PoB+10 см С	1,3	9,2
PuBe+10 см С	1,9	9,3
Нейтронов деления <sup>252</sup> Cf	1,9	9,25
PoB	2,8	8,56
RaBe ( $\alpha, n$ )	3,6	8,9
PuBe	4,2	8,53
PoBe	4,5	8,4
T(d, n) <sup>4</sup> He	14	7,1**

\* В качестве детектора использовался <sup>10</sup>BF<sub>3</sub>-счетчик типа СНМО-5

\*\* В измерениях принимали участие Мигуныков О. А. и Харитонов И. А.

практически нечувствителен к  $\gamma$ -излучению (при использовании детектора СНМ-11 он может работать в  $\gamma$ -полях с помощью дозы до 1500Р/ч) и на расстояниях более 50 см от источника нейтронов может использоваться как точечный детектор.

Сравнение характеристик семи идентичных образцовых полиэтиленовых всеволновых счетчиков ОВС-3 (рис. 1) было проведено путем калибровки в от-

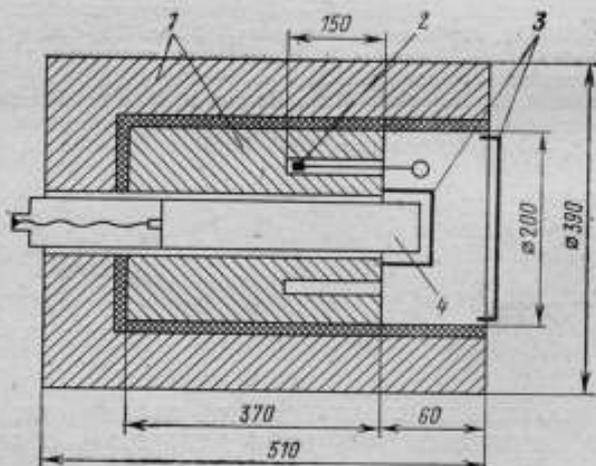


Рис. 1. Образцовый всеволновой полиэтиленовый счетчик типа ОВС-3

1 — полиэтилен; — контрольный источник; 3 — кадмий; 4 — BF<sub>3</sub>-счетчик

крытой геометрии с использованием источников с различной средней энергией и известным потоком нейтронов по методике [1]. Все измерения нормировались по одному контрольному  $\text{Pu-Be}$ -источнику, который помещался в один из каналов счетчика. Результаты сравнений (см. табл. 2 и рис. 2) свидетельствуют

Таблица 2

Средняя энергия нейтронов, МэВ	Относительная эффективность для счетчиков						
	B-1	M-1	A-1	A-2	X-1	C-1	C-2
Тепловые	0,953	—	0,40	0,30	0,71	0,97	0,946
24 кэВ	0,986	0,90	0,78	—	0,977	0,98	1,01
0,3	0,995	0,99	0,92	0,83	—	1,00	1,01
1,9	1,000	0,93	1,00	—	1,000	1,00	1,00
2,8	1,01	1,00	1,19	1,00	0,889	0,93	0,905
3,6	1,039	0,97	0,964	0,94	—	—	—
4,2	0,996	0,97	0,98	0,87	0,864	0,92	0,90
4,4	—	—	—	—	—	0,99	0,964
4,5	0,981	0,93	1,08	0,94	0,981	0,99	0,954
14	0,765	—	—	—	0,789	—	0,945

об удовлетворительной (с погрешностью  $\pm 3\%$  в пределах 24 кэВ — 4,5 МэВ) воспроизводимости основной метрологической характеристики счетчика — зависимости эффективности от энергии нейтронов. У счетчиков с обозначением

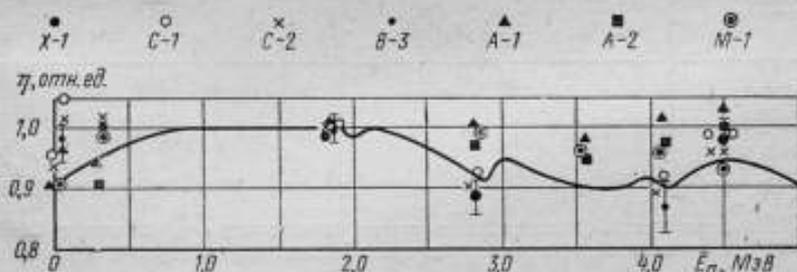


Рис. 2. Результаты градуировки счетчиков ОВС-3

A-1, A-2, X-1 наблюдался большой спад эффективности в области энергии менее 24 кэВ. Это объясняется отклонением при изготовлении счетчиков от конструкции ВНИИМ и использованием в качестве держателей детекторов тепловых нейтронов пробок из оргстекла. Характерно, что наличие таких пробок практически не отражается на эффективности в области энергии более 1 МэВ. Так, эффективность ОВС-3 для нейтронов с энергией 14 МэВ уменьшается на 25% по сравнению с эффективностью для нейтронов спектра деления ( $E_n = 1,9$  МэВ).

Результаты сравнения относительной эффективности  $\eta(E)$  образцовых всеволновых счетчиков ОВС-3 приведены в табл. 2.

Как показывают сличения, для любого образцового всеволнового счетчика ОВС-3 можно использовать однажды определенную зависимость  $\eta(E)$  (рис. 3) и, если при изготовлении выдержаны все размеры и материалы, то в дальнейшем, по-видимому, нет необходимости определять полную зависимость эффективности от энергии нейтронов. В этом случае при аттестации

счетчиков достаточно произвести экспрессную оценку постоянства эффективности в различных точках кривой путем определения отношения эффективности ОВС-3 для спектра нейтронов деления  $\eta$  к эффективности при энергиях  $^{235}\text{U}$  Ве-источника —  $\eta_{24\text{к}}$ ,  $\text{AmBe}$  —  $\eta_{4,5\text{м}}$  и  $^{14}\text{MeV}$  —  $\eta_{14\text{м}}$ , т. е. определения отно-

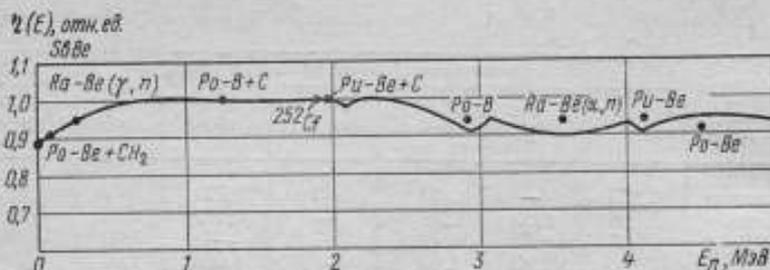


Рис. 3. Зависимость эффективности регистрации образцового счетчика ОВС-3 от энергии нейтронов

шений  $\eta_f/\eta_{24\text{к}}$ ,  $\eta_f/\eta_{4,5\text{м}}$ ,  $\eta_f/\eta_{14\text{м}}$ . В табл. 3 приведены такие отношения в относительных единицах для нескольких счетчиков ОВС-3, а также для стандартного счетчика Де Пангера, используемого в качестве образцового в Англии и США [2, 3].

Таблица 3

Обозначение счетчика	$\eta_f/\eta_{24\text{к}}$	$\eta_f/\eta_{4,5\text{м}}$	$\eta_f/\eta_{14\text{м}}$	$\eta_{4,5\text{м}}/\eta_{24\text{к}}$
B-1	1,09	1,10	1,306	0,99
X-1	1,02	1,02	1,268	1,01
C-1	1,02	1,01	—	1,01
C-2	0,99	1,04	1,058*	0,95
Де-Пангера	—	—	—	0,85[4]

В ходе сравнений исследовалась также возможность применения в ОВС-3 различных детекторов тепловых нейтронов. Как видно из табл. 4, максималь-

Таблица 4

Тип детектора	Отношение эффективностей $\eta/\eta_{\text{СНМО-5}}$ , отн. ед.	Примечание
СНМО-5	1,00	Пропорциональный счетчик $^{10}\text{BF}_3$ , давление 23 см рт. ст.
СНМ-11	0,66	Коронный счетчик. Работоспособен в $\gamma$ -полях 1500 P/ч.
СНМ-32	0,26	Коронный счетчик. Возможен контроль работы по $\alpha$ -источнику.
СНМ-18	5,5	He, P-1МПа, возможна работа в коронном и пропорциональном режимах

\*  $\text{Be}_3$  — счетчик был выдвинут на 1 см из полиэтиленового блока.

ная эффективность достигается при использовании гелиевого детектора СНМ-18 (в 5 раз больше, чем у широко используемого детектора СНМО-5). Кроме того, проверялось положение эффективного центра всеволнового счетчика, т. е. точки, к которой следует относить значение измеряемого потока нейтронов. Для исследованных счетчиков в пределах погрешности измерений положение эффективного центра счетчиков оставалось неизменным. Экспериментально полученные значения поправки на эффективный центр для счетчика ОВС-3 и других всеволновых счетчиков, включая счетчик Де Пангера, приведены на рис. 4.

В связи с тем, что из всех известных нейтронных радиометров полупрозрачный всеволновой счетчик наиболее удовлетворяет требованиям, предъявляемым к образцовому нейтронному радиометру, следует остановиться на методике измерения плотности нейтронного потока этим счетчиком. Измерения производятся следующим образом. Вначале в отсутствие нейтронного поля определяется фон счетчика  $n_{\phi}$ , а затем с целью контроля воспроизводимости калибровки счетчика в один из каналов вставляется контрольный  $\text{PuBe}$ -источник и измеряется скорость счета соответствующая контрольному источнику. Затем всеволновой счетчик устанавливается на определенном расстоянии от источника и измеряется скорость счета  $n$  (в имп/с). После этого определяется поправка на эффективный центр  $r$ .

Если заранее известна энергия нейтронов в пучке  $E_n$  (или средняя энергия  $\bar{E}_n$ ), поправка может быть рассчитана по формуле (рис. 4). При отсутствии дополнительной информации о спектральном составе измеряемого потока поправка определяется экспериментально [1]. Следует отметить, что экспериментально полученное значение поправки  $r$  позволяет, хотя и весьма приближенно, оценить среднюю энергию нейтронов измеряемого потока. Полученные данные служат исходными для выбора значения эффективности  $\eta(E)$  (табл. 1 или рис. 3), если известен спектральный состав измеряемого потока, или для оценки средней эффективности  $\bar{\eta}(E)$ , если известна только средняя энергия нейтронов.

Для определения плотности нейтронного потока  $\Phi$  полученное значение подставляется в формулу

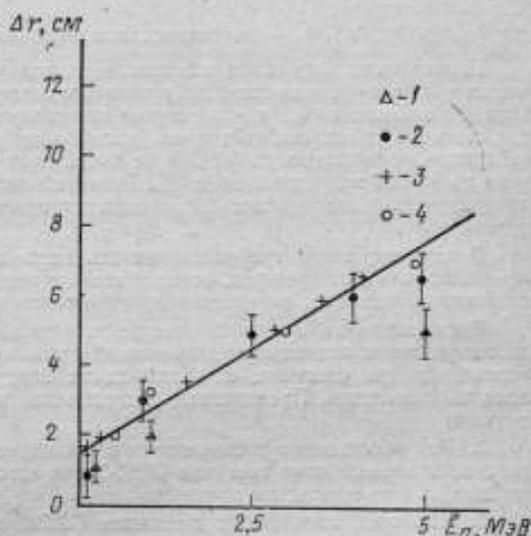


Рис. 4. Изменение эффективного центра счетчика ОВС-3 в зависимости от энергии нейтронов по данным

1 — Аллека [2]; 2 — Мак Татгарта [2]; 3 — настоящей работы; 4 — Де Пангера [3];  $\Delta r = 1,64 + 1,2\bar{E}_n$  (для  $E_n = 14$  МэВ  $\Delta r = 17 \pm 1$  см)

Если заранее известна энергия нейтронов в пучке  $E_n$  (или средняя энергия  $\bar{E}_n$ ), поправка может быть рассчитана по формуле (рис. 4). При отсутствии дополнительной информации о спектральном составе измеряемого потока поправка определяется экспериментально [1]. Следует отметить, что экспериментально полученное значение поправки  $r$  позволяет, хотя и весьма приближенно, оценить среднюю энергию нейтронов измеряемого потока. Полученные данные служат исходными для выбора значения эффективности  $\eta(E)$  (табл. 1 или рис. 3), если известен спектральный состав измеряемого потока, или для оценки средней эффективности  $\bar{\eta}(E)$ , если известна только средняя энергия нейтронов.

Для определения плотности нейтронного потока  $\Phi$  полученное значение подставляется в формулу

$$\Phi = \frac{n - n_{\phi}}{\eta S},$$

где  $\eta$  — эффективность всеволнового счетчика, определенная абсолютным методом;  $\bar{\eta}(E)$  — средняя эффективность в данной области энергии нейтронов;  $S$  — площадь передней поверхности всеволнового счетчика (в  $\text{см}^2$ ).

Отметим, что величина  $\Phi$ , помимо прямого потока от нейтронного источника, включает в себя также рассеянный поток от окружающих предметов, стен и т. д. При необходимости этот поток можно оценить по методике измерений с использованием защитного конуса.

Средняя квадратическая погрешность измерения плотности нейтронного потока вычисляется по формуле

$$\delta_{\text{ср}} = \sqrt{\delta_{\eta}^2 + \delta_{\alpha}^2 + \delta_{\alpha_{\text{нф}}}^2 + \delta_{\Sigma}^2},$$

где  $\delta_{\text{ср}}$ ,  $\delta_{\eta}$ ,  $\delta_{\alpha}$ ,  $\delta_{\alpha_{\text{нф}}}$ ,  $\delta_{\Sigma}$  — погрешности измерения соответствующих величин.

Погрешность измерения плотности потока обусловлена в основном степенью «размывания» спектра нейтронов измеряемого потока, что связано с величиной отклонения от прямой линии зависимости относительной эффективности счетчика от энергии нейтронов (рис. 3). Эта величина в диапазоне энергий нейтронов от тепловых до 5 МэВ не превышает  $\pm 5\%$  и с увеличением диапазона до 9 МэВ возрастает до  $\pm 8\%$ . Таким образом, основной вклад в среднюю квадратическую погрешность измерения плотности нейтронного потока вносит величина  $\delta_{\eta}$ .

В случаях, когда требуется оценить долю тепловых нейтронов в потоке, все измерения повторяются, но при этом передняя поверхность всеволнового счетчика закрывается кадмиевым экраном толщиной 1 мм.

Часто поток нейтронов бывает неанізотропним. В таких случаях измерения производятся в нескольких направлениях при неизменном положении эффективного центра счетчика, а общий поток определяется интегрированием по всем направлениям. Проведенные исследования позволяют сделать следующие выводы.

1. Для обеспечения воспроизводимости метрологических характеристик образцового всеволнового счетчика ОВС-3 при изготовлении его необходимо выдерживать геометрические размеры.
2. Для всех идентичных счетчиков ОВС-3 можно использовать типовую зависимость эффективности регистрации от энергии нейтронов.
3. Градуировка счетчика может быть выполнена путем оценки отношений эффективности счетчика для трех—четырех точек при энергиях нейтронов 24 кэВ; 1,9 МэВ; 4,5 МэВ; 14 МэВ (последняя точка — по необходимости).

## ЛИТЕРАТУРА

1. Фоминных В. И. Создание и исследование образцового «всеволнового» полиэтиленового счетчика ВНИИМ. — «Труды метрологических институтов СССР», вып. 89 (149), М.—Л., Стандартгиз, 1967, с. 43—51.
2. Tochilin E., Alvers R. V. Neutrons Flux measurements.—Nucl. Instr. Meth., 1960, v. 8, pp. 225—228.
3. De Pangher I., Nichols L. L. Precision neutron long counter.—Rep. BNWL\*, 1966, № 260, pp. 273—371, III.
4. Marshall T. O. Comparison standard neutron long counter.—Health Physics\*, 1970, v. 18, № 4, pp. 47—53.

Поступила в редакцию  
29.12.1971 г.

АНАЛИЗ РЕЗУЛЬТАТОВ ИЗМЕРЕНИЯ НЕЙТРОННЫМИ ДЕТЕКТОРАМИ  
С ЭФФЕКТИВНОСТЬЮ, ЗАВИСЯЩЕЙ ОТ ЭНЕРГИИ НЕЙТРОНОВ

При нейтронных измерениях поток нейтронов обычно определяют по результатам отдельных измерений с помощью детекторов быстрых, промежуточных или тепловых нейтронов при использовании универсальных нейтронных радиометров. При этом предполагается, что эффективность детектора соответствует эффективности, приписываемой ему в условиях градуировки. Однако в реальных условиях нейтронные поля по своему спектральному составу, угловому распределению и другим характеристикам значительно отличаются от полей, используемых при градуировке приборов. С другой стороны, большинство нейтронных детекторов имеют четко выраженную зависимость эффективности регистрации от энергии нейтронов (например, КРАН-1, РУС-7, ВГРН-2 и др.). При практических измерениях эта зависимость может служить источником дополнительных погрешностей, которые в ряде случаев превышают погрешность, приписываемую прибору в результате градуировки. В связи с этим определенный практический интерес представляет анализ результатов измерений потока нейтронов. Обычно различают два способа измерений потока нейтронов. В первом случае применяется система, измеряющая плотность потока нейтронов в широком диапазоне энергий. В качестве детекторов с постоянной эффективностью в широком диапазоне энергий (рис. 1) используются всеволновой счетчик нейтронов, детектор на основе делений, счетчик протонов отдачи и др.

Эффективность таких детекторов определяется в процессе градуировки и поэтому, как правило, при измерениях плотности потока нейтронов не возникает каких-либо осложнений. Плотность потока нейтронов  $J$  в области постоянной эффективности рассчитывается по формуле

$$J = \frac{N}{\epsilon}, \quad (1)$$

где  $N$  — скорость счета, соответствующая измеряемой плотности потока;  $\epsilon$  — эффективность детектора, определенная при градуировке.

Погрешность измерения при этом обуславливается в основном погрешностью определения эффективности детектора  $\delta\epsilon$ .

Во втором случае надо принимать не только количественную характеристику нейтронного потока, но и качественную, т. е. распределение

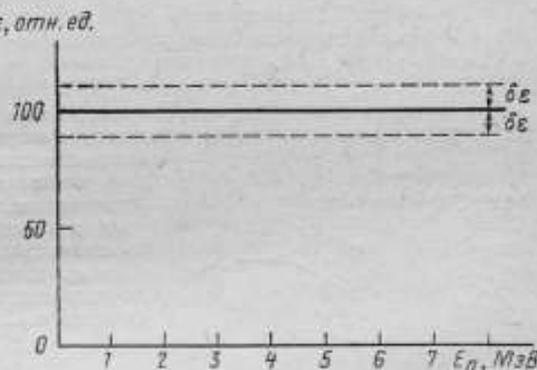


Рис. 1. Пример постоянной эффективности детектора в широком диапазоне энергии нейтронов

нейтронов по энергиям. Детектором при этом может служить однокристалльный спектрометр, например, на основе стилибена. Однако из-за сложности работы со спектрометрами и трудности расшифровки сложных спектров спектральные измерения проводятся в исключительных случаях.

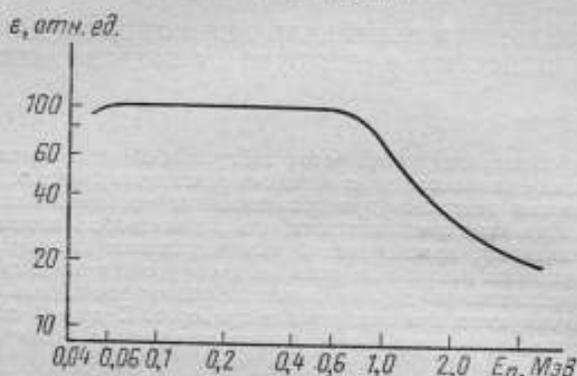


Рис. 2. Зависимость эффективности детектора промежуточных нейтронов КРАН-I от энергии нейтронов

При обычных измерениях используются более простые интегральные приборы, определяющие количество нейтронов в ограниченной области энергий.

Такие детекторы имеют четко выраженную зависимость эффективности регистрации от энергии нейтронов (рис. 2 и 3). Если известен спектр измеряемого нейтронного потока  $n(E)$ , то можно определить его плотность по формуле (1), введя для этих детекторов среднюю эффективность  $\epsilon_{\text{ср}}$ .

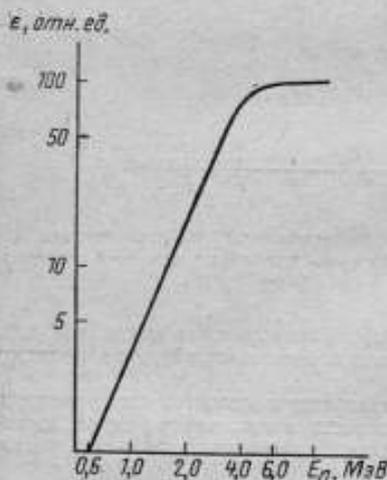


Рис. 3. Зависимость эффективности детектора быстрых нейтронов КРАН-I от энергии нейтронов

$$\epsilon_{\text{ср}} = \frac{\int_{E_1}^{E_2} \epsilon(E) n(E) dE}{\int_{E_1}^{E_2} n(E) dE} \quad (2)$$

Однако при работе в потоке нейтронов с неизвестным спектральным составом нельзя ввести среднюю эффективность, а следовательно, нельзя точно определить плотность потока нейтронов. В этом случае можно указать только пределы, в которых лежит это значение. Действительно, пусть минимальная эффективность детектора в некоторой области энергии будет  $\epsilon_1$ , а максимальная —  $\epsilon_2$  (рис. 4). Если детектор в измеряемом потоке нейтронов дает  $N$  отсчетов, то можно сделать два предельных предположения:

1) все нейтроны регистрируются с эффективностью  $\epsilon_1$ , тогда  $J_{11} = N/\epsilon_1$  будет максимальной оценкой измеряемой плотности потока нейтронов;

2) все нейтроны регистрируются с эффективностью  $\epsilon_2$ , тогда  $J_2 = N/\epsilon_2$  будет минимальной оценкой для того же потока нейтронов.

Следовательно, для любого произвольного распределения нейтронов в этой области энергий, значение плотности потока нейтронов  $J$  будет лежать в пределах  $J_2 \leq J \leq J_1$ .

При непрерывном стремлении минимального значения эффективности к нулю, а это имеет место у детекторов, применяющихся в практике измерений, оценка верхнего предела увеличивается, стремясь к бесконечности. В этом случае можно найти лишь нижний предел значения измеряемого потока нейтронов, а это явно недостаточно для безопасности работы в данном потоке нейтронов.

Верхний предел измеряемого потока нейтронов можно ограничить, если использовать два детектора, энергетические диапазоны которых перекрываются. В качестве примера рассмотрим два детектора с эффективностями, линейно зависящими от энергии нейтронов. Пусть эффективность первого  $\epsilon'$  изменяется от  $\epsilon' = \epsilon_1$  при  $E = 0$  до  $\epsilon' = 0$  при  $E = E_2$ , а эффективность второго  $\epsilon''$  — от  $\epsilon'' = 0$  при  $E = E_1$  до  $\epsilon'' = \epsilon_2$  при  $E = E_3$  (рис. 5). Область  $E > E_3$  рассматривать не будем. Если первый детектор в измеряемом потоке нейтронов неизвестного спектрального состава дает  $N_1$  импульсов, а второй —  $N_2$ , то для обоих детекторов можно записать  $N_1/\epsilon_1 \leq J'$  и  $N_2/\epsilon_2 \leq J''$ .

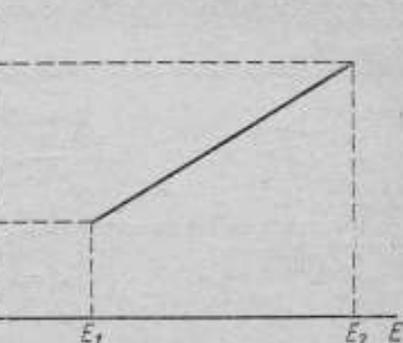


Рис. 4. Пример линейной зависимости эффективности детектора от энергии нейтронов

$J$ , отн. ед.

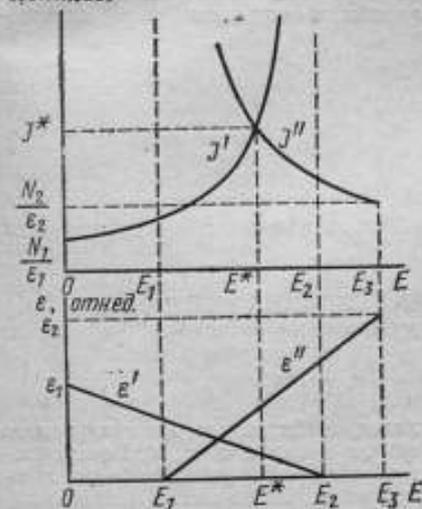


Рис. 5. Пример двух детекторов перекрывающимися диапазонами чувствительности

Чтобы определить верхний предел значений для обоих потоков, построим зависимости  $J'(E)$  и  $J''(E)$  (рис. 5). Каждая точка на кривых  $J'(E)$  и  $J''(E)$  получена в предположении, что все нейтроны, регистрируемые детектором, имеют энергию, соответствующую данной точке. В точке  $E^*$  кривые  $J'(E)$  и  $J''(E)$  пересекаются. Докажем, что величина  $J^*$  определяет верхний предел измеряемых потоков нейтронов для обоих детекторов. Для этого рассмотрим интервал энергий от  $E_1$  до  $E^*$ . Предположим, что все нейтроны, регистрируемые обоими детекторами, находятся в этом интервале. Тогда, на основании вышесказанного, максимальное значение нейтронного потока, определяемое первым детектором, составит  $J^*$ . Второй детектор для этого же потока нейтронов дает значения, превышающие  $J^*$  и являющиеся также максимальными оценками этого потока. Из множества максимальных оценок ближе к истинному значению меньшая, т. е.  $J^*$ . Аналогичное доказательство проводится для

случая, когда все нейтроны, регистрируемые обоими детекторами, имеют энергии от  $E^*$  до  $E_2$ , только первый и второй детекторы поменяются местами.

Таким образом, величина  $J^*$  определяет верхний предел измеряемых нейтронных потоков для обоих детекторов

$$J^* = J'(E^*) = J''(E^*) = \frac{N_1}{\varepsilon'(E^*)} = \frac{N_2}{\varepsilon''(E^*)}$$

отсюда

$$\frac{\varepsilon'(E^*)}{\varepsilon''(E^*)} = \frac{N_1}{N_2} \quad (3)$$

Вычислив из (3) величину  $\varepsilon'(E^*)/\varepsilon''(E^*)$ , можно аналитически, решая систему

$$\left. \begin{aligned} \varepsilon' &= \varepsilon'(E) \\ \varepsilon'' &= \varepsilon''(E) \\ \frac{\varepsilon'(E^*)}{\varepsilon''(E^*)} &= \frac{N_1}{N_2} \end{aligned} \right\} \quad (4)$$

или графически из рис. 5, определить  $\varepsilon'(E^*)$  и  $\varepsilon''(E^*)$ , а следовательно, и значение  $J^*$ .

Значением энергии  $E^*$  ограничивается полезный рабочий диапазон обоих детекторов. Для общего случая произвольной зависимости эффективности от энергии нейтронов при наличии в рабочем диапазоне эффективности  $\varepsilon_{\min} < \varepsilon(E^*)$  верхний предел измеряемого нейтронного потока для данного детектора определяется этой минимальной величиной. Для практического использования полученных результатов необходимо располагать данными о зависимости эффективности от энергии нейтронов для обоих детекторов, выраженной в абсолютных единицах, причем важно, чтобы эффективность обоих детекторов была одного порядка.

Поступила в редакцию  
30.03.1972 г.

УДК 539.125.516.23.075

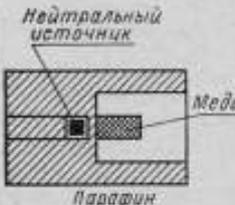
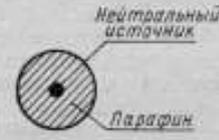
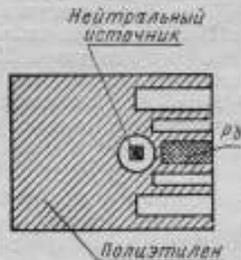
В. И. ФОМИНЫХ, О. А. МИГУНЬКОВ  
ВНИИМ

### НАПРАВЛЕННЫЙ ИЗЛУЧАТЕЛЬ ТЕПЛОВЫХ НЕЙТРОНОВ «ПРОЖЕКТОР»

Для создания потока тепловых нейтронов, необходимого при градуировке нейтронных дозиметров и радиометров, обычно применяют ( $\alpha, n$ ) Be-источники в сочетании с водородосодержащими замедлителями различной геометрической формы. В табл. I приведены некоторые из таких систем в хронологическом порядке их создания. В четвертой колонке таблицы указан полный поток нейтронов  $Q$ , необходимый для получения в точке на оси установки, отстоящей на 50 см от центра нейтронного источника, единичной плотности потока тепловых нейтронов. По величине  $Q$  можно судить об эффективности использования нейтронного источника.

При различных геометрических размерах водородосодержащего замедлителя (обычно в десятках сантиметров) в тепловые нейтроны эффективно пре-

Таблица 1

Установка	Геометрия установки	Количество тепловых нейтронов в потоке, %	Q, нейтр/с
Нейтронная пушка [1]		—	$\sim 1,3 \cdot 10^5$
Сфера диаметром 200 мм [2, 3]		—	$2 \cdot 10^5$
Сфера диаметром 150 мм [4—6]		11	$2,6 \cdot 10^5$
УКПН-1 [7]		—	$5 \cdot 10^4$

образуется лишь ограниченная область спектра ( $\alpha, n$ ) Be-нейтронного источника. В связи с этим во всех указанных источниках тепловых нейтронов обязательно присутствует поток быстрых нейтронов, который по интенсивности иногда в несколько раз превышает поток тепловых нейтронов. Так, например, сфера диаметром 150 мм с Po-Be( $\alpha, n$ )-источником испускает 11% тепловых и 89% надтепловых нейтронов.

Для улучшения качества потока тепловых нейтронов за счет уменьшения потока быстрых нейтронов можно использовать источник, испускающий моноэнергетические нейтроны небольшой энергии, например, Sb-Be( $\gamma, n$ )-источник, который в основном испускает нейтроны с энергией 25 кэВ (4% с  $E_n = 480$  кэВ). Существует и другой способ увеличения плотности и улучшения качества потока тепловых нейтронов. Дело в том, что в настоящее время в установках используются нейтроны только в некотором телесном угле, а остальные поглощаются защитой. Однако эти нейтроны также могут быть использованы, если применить отражатель из водородосодержащего материала. Для этого испус-

каемые непосредственно источником нейтроны перед тем, как попасть на отражатель, должны быть замедлены до энергий  $\sim 1$  кэВ. Попав на отражатель, они замедляются до тепловых энергий и за счет диффузии (так как длина замедления примерно равна длине диффузии) рассеиваются с поверхности отражателя. Это легло в основу созданного излучателя тепловых нейтронов «Прожектор» (рис. 1). Излучатель представляет собой блок парафинового замедлителя, внутренняя поверхность которого играет роль отражателя. Поверхность отражателя близка к поверхности параболоида вращения. Поскольку в этом случае законы геометрической оптики не соблюдаются то авторы не стремились придерживаться точной геометрической формы. Минимальная толщина отражателя у наружной кромки составляет 5 см. Кроме отражения тепловых нейтронов, отражатель выполняет функции защиты и в какой-то степени коллиматора. По оси

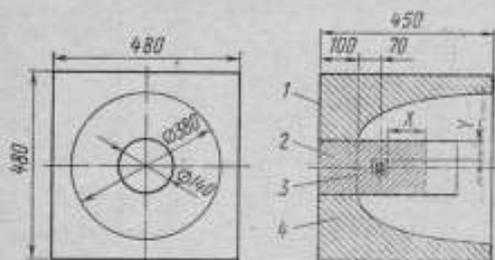


Рис. 1. Схема излучателя тепловых нейтронов «Прожектор»

1 — корпус; 2 — цилиндрический парафиновый блок; 3 — нейтронный источник; 4 — парафиновый отражатель

отражателя проходит сквозная труба, в которую вставляется нейтронный источник и цилиндрический парафиновый блок. В излучателе могут использоваться различные типы нейтронов источников. При этом размеры цилиндрического замедлителя определяются толщиной парафинового блока  $X$ , необходимой для замедления нейтронов источника до тепловых энергий, и толщиной  $Y$ , необходимой для замедления нейтронов до энергий  $\sim 1$  кэВ. Так, при использовании Po-Be( $\alpha, n$ )-источника со средней энергией нейтронов 2,8 МэВ  $X=10$  см и  $Y=5,5$  см. Для источника  $^{252}\text{Cf}$  со средней энергией нейтронов 1,9 МэВ  $X=6,6$  см и  $Y=5,3$  см. При использовании Sb-Be( $\gamma, n$ )-источника средняя энергия нейтронов которого равна 25 кэВ, в трубу вставлялся защитный свинцовый блок с толщиной стенок 5 см, а на трубу надевались полиэтиленовые кольца толщиной 2 см (слой полиэтилена в направлении по оси составлял 5 см). Указанные размеры определялись как расчетным, так и экспериментальным путем, но в дальнейшем при выборе оптимальных конструкций они требуют уточнения.

Положение центра нейтронного источника относительно поверхности отражателя определялось экспериментально. Центр нейтронного источника устанавливался в трубе на различных расстояниях  $r$  относительно поверхности отражателя, при этом расстояние между центром источника и детектором было постоянным и составляло 200 см. В табл. 2 приведена скорость счета детектора  $N$  при различных положениях источника.

Таблица 2

$r$ , см	-3	-1	1	3	5	7	9	12
$N$ , нмп/мин	321	355	396	407	428	437	429	415

Как видно из табл. 2, положение источника является оптимальным в том случае, когда его центр выдвинут на 7 см относительно поверхности отражателя.

Для оценки эффективности отражателя сравнивалась плотность потока тепловых нейтронов и кадмиевое отношение по бору на одном и том же расстоянии (50 см) от центра источника нейтронов, помещенного в центральный цилиндрический замедлитель без отражателя и с ним. При использовании Po-B( $\alpha, n$ )-источника с отражателем плотность потока тепловых нейтронов увеличивалась в 14 раз, а при использовании Sb-Be( $\gamma, n$ )-источника — в 6 раз. Сравнительно небольшое увеличение плотности потока во втором случае вызвано тем, что надеваемые на трубу полиэтиленовые кольца уменьшают поверхность отражателя. Увеличение плотности потока тепловых нейтронов вызвало в свою очередь изменение качества этого потока. Так, при использовании Po-Be( $\alpha, n$ )-источника кадмиевое отношение для бора увеличилось от 20 (без отражателя) до 52 (с отражателем), а для Sb-Be( $\gamma, n$ )-источника — от 22 до 80. Эти цифры говорят об эффективности использования отражателя для увеличения плотности потока тепловых нейтронов и улучшения его качества.

Излучатель «Прожектор» сравнивался с парафиновой сферой диаметром 15 см с помощью образцового всеволнового счетчика ОВС-3, при этом использовались Po-B( $\alpha, n$ )- и Po-Be( $\alpha, n$ )-источники. В том и другом случае расстояние от центра нейтронного источника до счетчика устанавливалось в 55 см. Количество тепловых и быстрых нейтронов в потоке определялось методом кадмиевой разности. Результаты сравнения приведены в табл. 3. Приведенный

Таблица 3

Тип нейтронного источника	$\bar{E}_n, \text{ МэВ}$	Состав нейтронного потока, %				K
		Сфера $\phi 15 \text{ см}$		Излучатель «Прожектор»		
		Тепловые нейтроны	Быстрые нейтроны	Тепловые нейтроны	Быстрые нейтроны	
Po-Be ( $\alpha, n$ )	4,5	10,9	89,1	45,9	54,1	8,8
Po-B ( $\alpha, n$ )	2,8	10,5	89,5	50,6	49,4	9,7
$^{252}\text{Cf}$	1,0	—	—	51,2	48,8	—
Sb-Be ( $\gamma, n$ )	0,025	—	—	69,0	31,0	—

в седьмом столбце коэффициент K показывает, во сколько раз плотность потока тепловых нейтронов в излучателе «Прожектор» больше, чем в сфере, при использовании одного и того же нейтронного источника. В этой же таблице приведены результаты при использовании в излучателе нейтронных источников  $^{252}\text{Cf}$  и Sb-Be( $\gamma, n$ ).

С помощью миниатюрного пропорционального BF<sub>3</sub>-счетчика (диаметр 8 мм, длина 10 мм, давление 400 мм рт. ст.) было определено распределение плотности потока тепловых нейтронов вдоль оси излучателя и в поперечном направлении. Установлено, что плотность потока тепловых нейтронов на расстояниях больше 33 см от центра источника (5 см от передней кромки излучателя) убывает пропорционально квадрату расстояния, при этом эффективный центр излучателя сдвинут на 11 см вперед по оси излучателя относительно центра нейтронного источника. Это было проверено для двух различных по энергиям нейтронов источников (рис. 2).

На рис. 3 представлено распределение плотности потока тепловых нейтронов в поперечном сечении пучка нейтронов на расстоянии 50 и 100 см от центра нейтронного источника по оси излучателя (соответственно 22 и 72 см от передней поверхности отражателя). На расстоянии 100 см область, в которой плотность потока тепловых нейтронов уменьшается в поперечном направлении на 2%, имеет диаметр более 20 см.

В точке на оси излучателя, на расстоянии 50 см от центра нейтронного источника, были проведены абсолютные измерения потока тепловых нейтронов.

$1/\sqrt{N}$ , имп/с

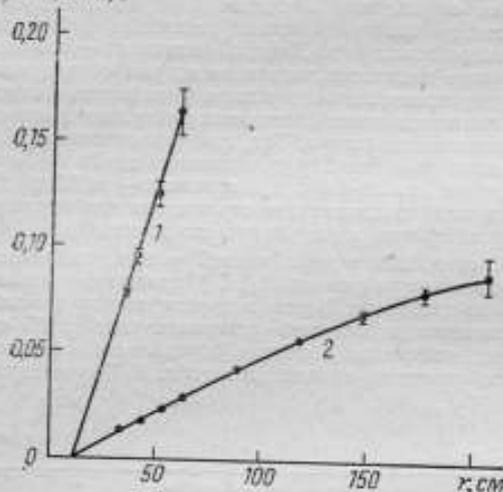


Рис. 2. Определение эффективного центра излучателя  $N$  — скорость счета  $BF_3$ -счетчика;  $r$  — расстояние от центра нейтронного источника для

1—Sb—Be( $\gamma$ ,  $n$ )-источника; 2—Po—B( $\alpha$ ,  $n$ )-источника

источника  $Q$ , необходимую для создания единичной плотности потока тепловых нейтронов в данной точке (50 см от центра источника) и, как уже указывалось, характеризующую эффективность нейтронного источника. В табл. 4 эта величина приведена для источников, применявшихся в излучателе «Прожектор».

Как видно из табл. 3 и 4, для создания потока тепловых нейтронов единичной плотности в «Прожекторе» следует применять нейтронные источники на порядок меньше, чем в сфере.

Следует упомянуть, что излучатель «Прожектор» служил также источником промежуточных нейтронов. В этом случае передняя поверхность излучателя закрывалась кадмиевым экраном. Источником промежуточных нейтронов с энергией

Для этих целей использовалась Мп-Ni-фольга ( $\sim 12\%$  Ni) диаметром 16 мм и толщиной 41,4 мг/см<sup>2</sup>. Активность <sup>56</sup>Mn измерялась на визкофонной установке (фон  $\sim 6$  имп/мин), эффективность которой составляла  $\sim 34\%$ , и контролировалась абсолютным методом 4 $\beta$ -счета. Так, например, при использовании серийно выпускаемого  $\gamma$ -источника из металлической сурьмы <sup>125</sup>Sb активностью  $8,12 \cdot 10^9$  расп/с плотность потока тепловых нейтронов на расстоянии 50 см от центра нейтронного источника ( $Q = 3,5 \cdot 10^3$  нейтр/с) составляла  $24 \pm 4$  нейтр/с  $\times$   $X$  см<sup>2</sup>.

Зная плотность потока тепловых нейтронов, а также полный поток нейтронного источника, можно определить величину потока нейтронного

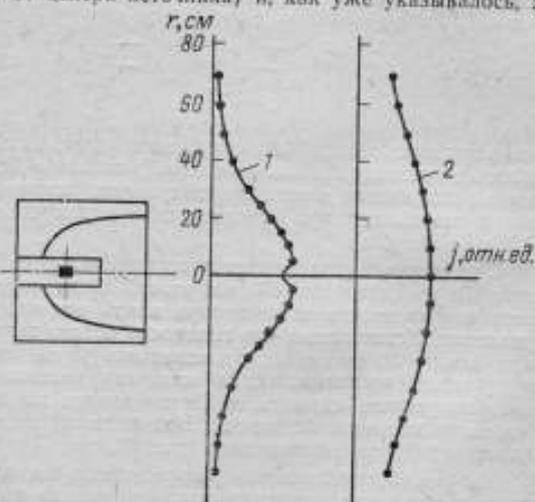


Рис. 3. Сечения пучка тепловых нейтронов на расстояниях

1—50 и 2—100 см от центра нейтронного источника

Таблица 4

Тип источника	Po-Be ( $\alpha, n$ )	$^{252}\text{Cf}$	Sb-Be ( $\gamma, n$ )
$Q$ , нейтр./с	$2,3 \cdot 10^4$	$1,9 \cdot 10^4$	$1,7 \cdot 10^4$

25 кэВ являлся Sb-Be( $\gamma, n$ )-источник, помещенный в свинцовом контейнере в центральную трубу без замедлителя. Отражатель увеличивал поток промежуточных нейтронов в 2,1 раза по сравнению с прямым потоком, а также выполнял функции защиты.

Поступила в редакцию  
30.03.1972 г.

УДК 539.125.52.03.089.68

В. И. ФОМИНЫХ  
ВНИИМ

### ИССЛЕДОВАНИЕ СТАБИЛЬНОСТИ И УГЛОВОГО РАСПРЕДЕЛЕНИЯ ПОТОКА НЕЙТРОНОВ ОБРАЗЦОВЫХ НЕЙТРОННЫХ ИСТОЧНИКОВ

Образцовые нейтронные источники в основном применяются для градуировки нейтронных приборов, дозиметров и различного рода экспериментальных измерительных систем. Во всех этих случаях измерения опираются на точное значение потока нейтронов образцового источника  $Q(t)$ , на основании которого рассчитывается плотность потока нейтронов в заданном направлении  $\Phi$  в соответствии с выражением

$$\Phi(t) = \frac{Q(t) \alpha e^{-\Sigma R}}{4\pi R^2} \quad (1)$$

при градуировке приборов в открытой геометрии или

$$\Phi(t) = \frac{kQ(t) \alpha e^{-\Sigma R}}{4\pi R^2} \quad (2)$$

при градуировке в коллимированном пучке, где  $\Sigma$  — полное макроскопическое сечение взаимодействия нейтронов с ядрами атомов среды;  $k$  — коэффициент, учитывающий вклад рассеянных коллиматором нейтронов в прямой пучок (для коллиматора УКПН-1 [1]  $k = 1,37 \pm 5\%$ );  $\alpha$  — коэффициент, учитывающий асимметрию потока нейтронов источника;  $R$  — расстояние до источника.

Экспоненциальный член в формуле учитывает взаимодействие нейтронов с ядрами атомов, входящих в состав среды.

У большинства практически используемых радиоактивных источников поток нейтронов не стабилен во времени, а сами источники имеют асимметрию в угловом распределении потока. Это может явиться причиной неучтенных систематических погрешностей, возникающих как при передаче размера единицы потока или плотности потока от нейтронных источников (рабочих эталонов) к образцовым нейтронным источникам и приборам, так и при градуировке радиометрических и дозиметрических приборов по образцовым нейтронным источникам. Незаменность основных физических характеристик радиационных полей во времени или изменение их по точно известному закону при метроло-

гических исследованиях является одним из важнейших требований, предъявляемых к образцовым и тем более эталонным источникам излучений.

Во ВНИИМ в течение нескольких лет велась работа по исследованию стабильности и асимметрии потока нейтронов образцовых нейтронных источников. Стабильность потока нейтронов исследовалась путем периодических измерений с помощью образцового всеволнового полиэтиленового счетчика ОВС-3 [2]. Измерения проводились в открытой геометрии в стандартных условиях. В качестве реперного источника использовался контрольный  $\text{Pu-Be}$ -источник, который помещался в одном из каналов счетчика ОВС-3. Отдельные измерения были выполнены абсолютным методом активации раствора марганца.

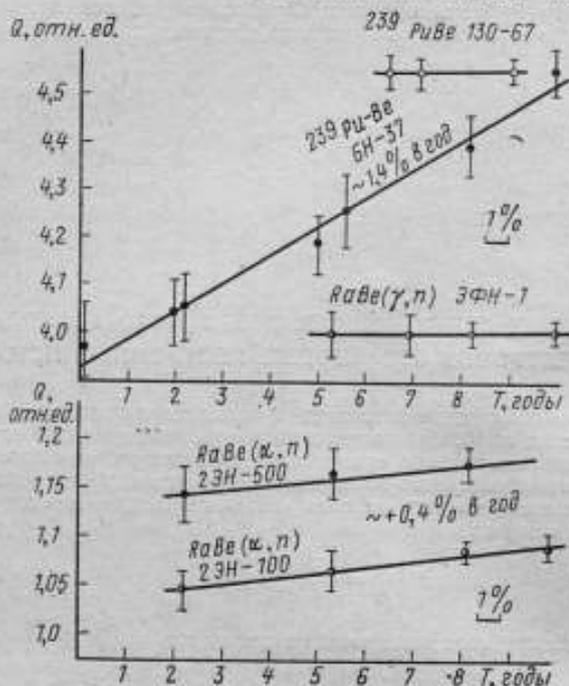


Рис. 1. Изменение потока нейтронов  $Q$  у  $^{239}\text{Pu-Be}$ ,  $\text{RaBe}(\alpha, n)$ - $\text{RaBe}(\gamma, n)$ -источников во времени

Результаты исследований стабильности эталонных  $\text{RaBe}(\alpha, n)$ -образцовых  $^{239}\text{Pu-Be}$ - и используемых в качестве образцовых  $\text{Po-Be}$ -источников, а также  $\text{Po-Be}$ -источников представлены на рис. 1 и 2. Полученные данные позволяют сделать вывод, что в некоторых случаях поток нейтронов отдельных  $\text{Pu-Be}$ -источников может существенно изменяться во времени. Это можно объяснить возможными примесями изотопа  $^{241}\text{Pu}(T_{1/2} = 13 \text{ лет})$  в источнике. Подобная нестабильность отдельных  $^{239}\text{Pu-Be}$ -источников наблюдалась ранее Казвеллом и др. [3].

У исследованных  $\text{Po-Be}$ - и  $\text{Po-Be}$ -источников поток нейтронов изменялся в соответствии с известным периодом полураспада  $^{210}\text{Po}$  (138,4 дня). Следует отметить, что поток нейтронов всех  $\text{RaBe}(\alpha, n)$ -источников из эталонного набора ВНИИМ систематически изменяется со временем ( $+0.4\%$  в год).

Для изучения углового распределения потока нейтронов, испускаемых образцовыми нейтронными источниками, использовался также образцовый всеволновой счетчик ВНИИМ и специальное автоматическое устройство, поворачи-

чивающее источник на определенное число градусов в плоскости, проходящей через оси источника и счетчика. Держатель с источником может перемещаться вверх и вниз, что позволяет при любых геометрических размерах источника установить центр его по оси всеволнового счетчика. При этом измерялась зависимость скорости счета от угла поворота источника.

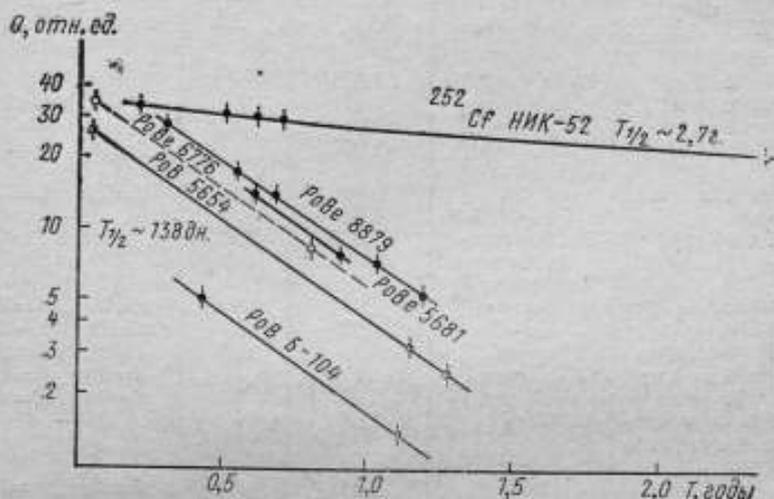


Рис. 2. Изменение потока нейтронов  $\text{PoBe}$ -,  $\text{PoBe}$ - и  $^{252}\text{Cf}$ -источников во времени

Коэффициент асимметрии потока нейтронов  $\alpha$  рассчитывается на основании экспериментально определяемых величин по формуле

$$\alpha = \frac{2N(90)}{\int_0^\pi N(\theta) \sin \theta d\theta} \quad (3)$$

где  $\alpha$  — коэффициент асимметрии для угла  $90^\circ$  по отношению к оси счетчика;  $N(\theta)$  — скорость счета, соответствующая углу  $\theta$ ;  $N(90)$  — скорость счета, соответствующая углу  $\theta=90^\circ$ . В ряде практических случаев необходимо иметь данные о максимально возможной асимметрии  $\alpha_{\text{max}}$ .

В таблице и на рис. 3—7 приведены результаты измерений асимметрии ряда эталонных и образцовых нейтронных источников. Установлена относительно большая асимметрия потока у нейтронных источников, изготовленных в форме диска, цилиндра или имеющих в конструкции оболочки массивные пробки, кольца и пр.

При контрольных опытах между источником и счетчиком располагались фильтры из материала, из которого изготовлена оболочка источника. Установлено, что максимальная асимметрия у исследованных источников в основном обусловлена несовершенством их конструкции и в ряде случаев может составлять более 30% (например, у источника Н-28). Для сравнения на рис. 3 приведены также угловые распределения потока нейтронов  $\text{RaBe}$ -источников типов 2ЭН-100 и NRC-200-1 (Канада). Статистическая погрешность измерений не превышала  $\pm 1\%$ .

Были исследованы  $\text{PoBe}$ ,  $\text{PuBe}$ ,  $\text{PoBe}$ ,  $\text{RaBe}(\gamma, n)$ ,  $\text{AcBe}$ ,  $\text{RaBe}(\alpha, n)$ ,  $\text{AmBe}$ ,  $^{238}\text{PuBe}$ ,  $^{252}\text{Cf}$ -источники. Как показал опыт, максимальная асимметрия в угловом распределении потока нейтронов у  $\text{PoBe}$ - и  $\text{PuBe}$ -источников может со-

Источник		Коэффициент асимметрии $\alpha$	$n_{\text{max}}$ , N	Размеры источников
Тип	Обозначение			
Спонтанного деления $^{252}\text{Cf}$	НИ-К-52	0,92	18	В коробке из оргстекла
Спонтанного деления $^{252}\text{Cf}$	(ЭНД-1)	1,02	7	Диаметр $\approx 3$ мм
RaBe ( $\gamma, n$ )	РА-21-4 ЭФН-1	1,026	* 5	Диаметр $\approx 40$ мм
RaBe ( $\alpha, n$ )	2ЭН-100	1,02	7	$d=18; h=32$
AmBe ( $\alpha, n$ )	ОИНИ-А-04	1,01	3	$d=11; h=11$
RaBe ( $\alpha, n$ )	NRC-200-1 (Канада)	1,015	5	$d=19; h=19$
RaBe ( $\alpha, n$ )	Н-28	0,90	30	$d=6; h=15$
RaBe ( $\alpha, n$ )	РБА-16-3	1,02	5,5	—
AcBe ( $\alpha, n$ )	Экспериментальный образец	1,017	3,5	Диаметр $d=6$
$^{238}\text{PuBe}$ ( $\alpha, n$ )	То же	0,94	18	$d=25; h=55$
PuBe ( $\alpha, n$ )	БН-37	1,02	8	$d=20; h=35$
PuBe ( $\alpha, n$ )	039, тип IV	0,97	10,5	$d=26; h=28$
PuBe ( $\alpha, n$ )	127-67 тип IV	1,015	4	$d=38; h=40$
PuBe ( $\alpha, n$ )	130-67, тип IV	1,02	6	$d=38; h=40$
PuBe ( $\alpha, n$ ) в капсуле магнитного захвата	055/60	1,04	19	—
PoBe	1885	1,04	6	$d=20; h=40$
PoBe	653	1,04	7	$d=20; h=40$
PoBe	4301	0,96	20	То же
PoBe	7254	1,04	11,5	.
PoBe	7257	1,03	6	.
PoBe в капсуле магнитного захвата	4566	1,03	11	—

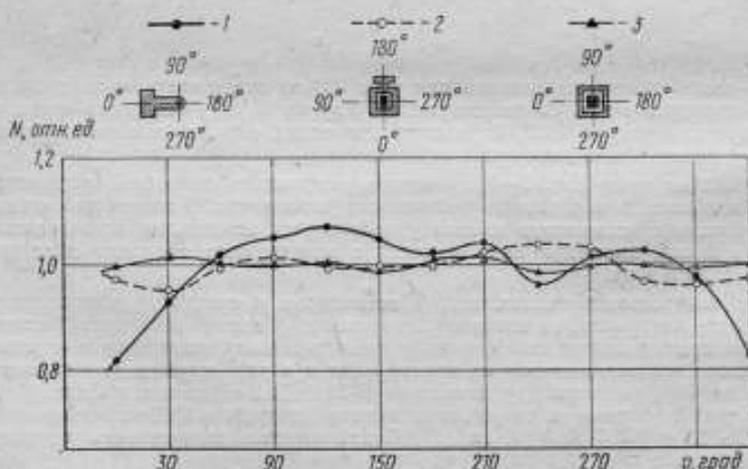


Рис. 3. Угловое распределение потока нейтронов RaBe ( $\alpha, n$ )-источников: 1—Н-28; 2—2ЭН-100 (ВНИИМ); 3—NRC-200-1 (Канада)

ставлять 10–15%, у RaBe( $\alpha, n$ )-источников до 30%, у AcBe- и AmBe-источников — менее 4%.

Следует отметить, что в ряде случаев при градуировке измерительной аппаратуры для удобства, механизации и автоматизации таких работ образцовые источники помещают в самодельные капсулы из магнитного материала с целью обеспечения дистанционного магнитного захвата. Однако, как показали результаты исследований PoBe- и PuBe-источников (рис. 4 и 5), наличие допол-

$N$ , отн. ед.

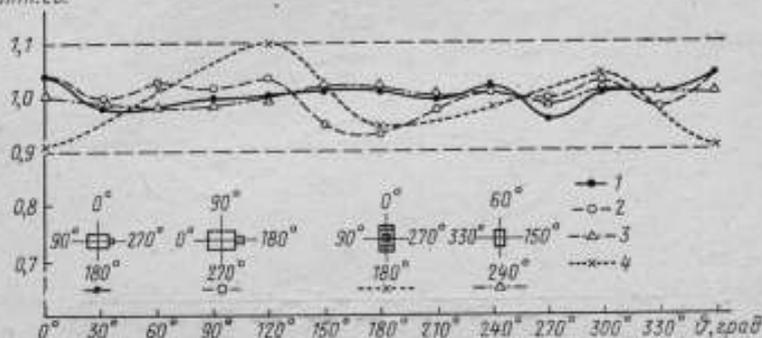


Рис. 4. Угловое распределение потока нейтронов  $^{238}\text{PuBe}$ -источников 1—БН-37; 2—IV № 39; 3—IV № 055/65 (в капсуле для магнитного захвата); 4—IV № 127-67 и № 130-67

нительной капсулы значительно увеличивает асимметрию углового распределения потока нейтронов, т. е. ухудшает качество источника.

$N$ , отн. ед.

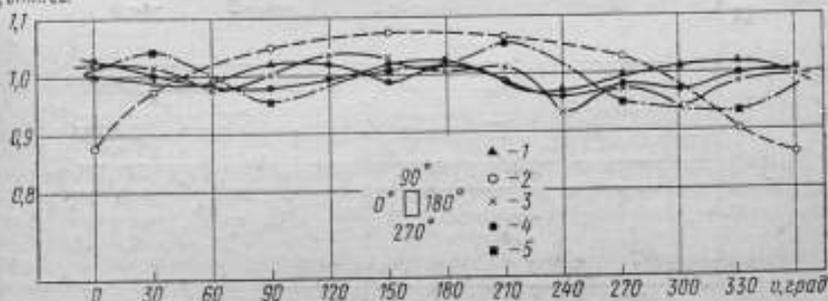


Рис. 5. Угловое распределение потока нейтрона PoBi- и PoBe-источников 1—PoBe № 1885; 2—PoBe № 4301; 3—PoBe № 7254; 4—PoBe № 7257; 5—PoBe № 4566 (в капсуле для магнитного захвата)

Как показали исследования образцовых PuBe-источников, их асимметрия не превышает  $\pm 2\%$ .

На рис. 6 приведены результаты исследования углового распределения потока нейтронов экспериментальных AcBe- и  $^{238}\text{PuBe}$ -источников, а на рис. 7 — угловое распределение двух  $^{252}\text{Cf}$ -источников, один из которых имел форму диска, а другой — шара диаметром 3 мм. Как следует из полученных данных, наибольшая асимметрия в угловом распределении нейтронов ( $\alpha_{\text{max}} = 18\%$ ) наблюдается у  $^{252}\text{Cf}$ -источника в форме диска и у  $^{238}\text{PuBe}$ -источника в форме цилиндра. У источников  $^{252}\text{Cf}$  (ЭНД-1), AcBe и AmBe она практически отсут-

ствует. На рис. 7 для сравнения приведены данные для источника спонтанного деления  $^{252}\text{Cf}$  ИКО (Голландия) [4] и эталонного  $\text{RaBe}$  ( $\gamma, n$ )-источника ВНИИМ типа ЭНФ-1.

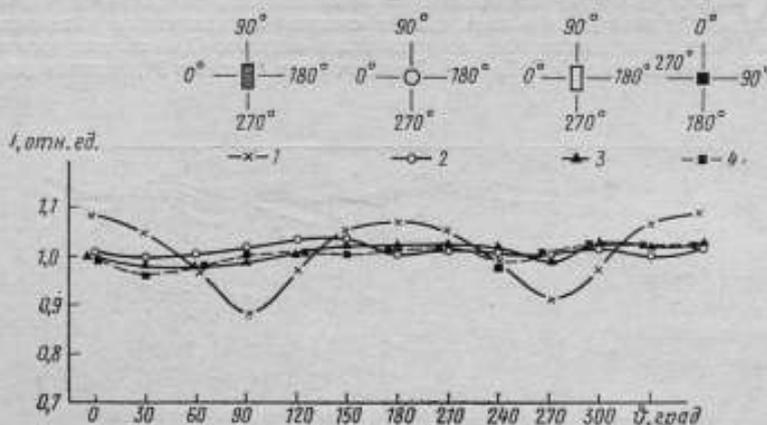


Рис. 6. Угловое распределение потока нейтронов источников  
1— $^{252}\text{PuBe}$ ; 2— $\text{AcBe}$ ; 3— $^{226}\text{PuBe}$  тип IV; 4— $\text{AmBe}$

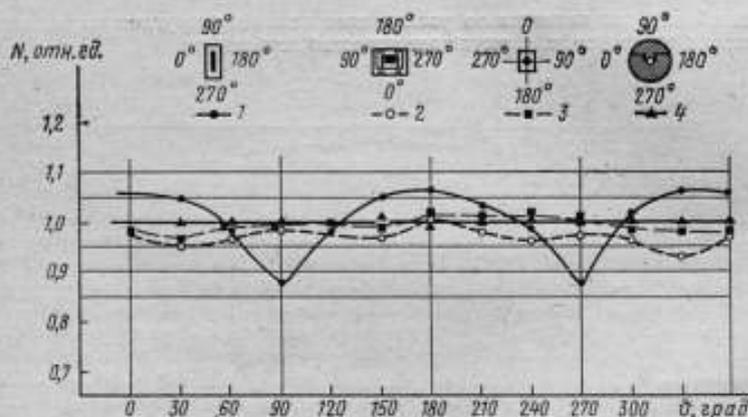


Рис. 7. Угловое распределение потока нейтронов источников  
1—ИИ-К-52; 2— $^{252}\text{Cf}$  [4]; 3— $^{252}\text{Cf}$  ЭПД-1; 4— $\text{RaBe}$  ( $\gamma, n$ ) РА-21-4 (ЭФН-1)

Приведенные исследования позволяют сделать следующие выводы:

1. При использовании нейтронных источников в качестве эталонных или образцовых или в эталонных установках необходимо контролировать их стабильность. Установлено, что у отдельных  $^{252}\text{PuBe}$ -источников поток нейтронов может изменяться до +1,4% в год.

2. Для уменьшения систематических погрешностей, связанных с большой асимметрией потока нейтронов, отдельные образцовые источники, особенно помещенные в капсулу для магнитного захвата и имеющие большую асимметрию углового распределения потока нейтронов, во время измерений рекомендуется непрерывно вращать вокруг оси.

## ЛИТЕРАТУРА

1. Методические указания № 291 «Проверка нейтронных радиометров» М.—Л., Изд-во стандартов, 1968, 32 с.
2. Фоминных В. И. Создание и исследование образцового всеволнового полиэтиленового счетчика ВНИИМ. — «Труды ВНИИМ», вып. 89(149), М.—Л., Изд-во стандартов, 1967, с. 102—123.
3. Caswell R. S. Recent developments in neutron Source standardization. — „Neutron Dosimetry“, 1963, v. 2, IAEA, pp. 547—554.
4. Kooi S. et al. <sup>252</sup>Cf standard neutron sources. — „Journ. of Nucl. Energy“, 1967, v. 21, pp. 517—518.

Поступила в редакцию:  
29.12.1971 г.

УДК 539.125.516.22.083.8

О. Л. АНДРЕЕВ, Е. П. КУЧЕРЯВЕНКО  
ВНИИМ

### ОБЗОР ИНТЕГРАЛЬНЫХ МЕТОДОВ ИЗМЕРЕНИЯ ПАРАМЕТРОВ ПОЛЕЙ МЕДЛЕННЫХ НЕЙТРОНОВ

Теоретические расчеты [1] и экспериментальные исследования [2—5] показывают, что во многих реальных замедляющих системах спектр медленных нейтронов может быть представлен в виде

$$\Phi(E) = \Phi_{th} \frac{E}{(kT)^2} e^{-\frac{E}{kT}} + \Phi_{epi} \frac{\Delta(E/kT)}{E^{1+\beta}}, \quad (1)$$

где  $\Phi(E)$  — плотность потока медленных нейтронов в единичном интервале энергий;  $\Phi_{th}$ ,  $\Phi_{epi}$  — плотность потока тепловых и надтепловых нейтронов соответственно;  $\Delta$  — функция переходной области;  $\beta$  — отклонение спектра надтепловых нейтронов от закона  $1/E$ ;  $E$  — энергия нейтрона. Таким образом, если задаться формой функции переходной области [6—8], то поле медленных нейтронов можно охарактеризовать следующими интегральными параметрами:  $\Phi_{th}$ ,  $\Phi_{epi}$ ,  $T$  и  $\beta$ . Иными словами, дифференциальные методы измерения спектра нейтронов, применимые только в интенсивных пучках, могут быть заменены более простыми интегральными. В отличие от дифференциальных интегральные методы применяются не только для измерения в пучках нейтронов, но и для распределения нейтронов в замедлителях. Они основываются на измерении эффективных сечений взаимодействия ядер детекторов с нейтронами в поле и сводятся к определению активности резонансных детекторов или пропускания различных материалов.

Скорость реакции на грамм фольги определяется из соотношения

$$D = N \int_0^{\infty} \Phi(E) \sigma(E) dE, \quad (2)$$

где  $\sigma(E)$  — микроскопическое сечение реакции для нейтронов с энергией  $E$ ;  $N$  — число атомов на грамм фольги. По величине  $D$  можно судить о всех четырех интегральных параметрах поля, но нельзя непосредственно определить их в отдельности. Для разделения эффектов тепловых и надтепловых нейтронов обычно используется метод кадмевой разности. Кадмевый экран толщиной

ной 1 мм поглощает практически все тепловые нейтроны. Легко показать, что число взаимодействий, обусловленное только тепловыми нейтронами, является функцией параметров  $\Phi_{th}$  и  $T$

$$D = D_{Cd} F_{Cd} = \frac{\sqrt{\pi}}{2} N \Phi_{th} g(T) \sqrt{\frac{T_0}{T}} \sigma_0 G_{th}, \quad (2a)$$

где  $D_{Cd}$  — число взаимодействий нейтронов с детектором в кадмиевом экране;  $F_{Cd}$  — коэффициент поглощения надтепловых нейтронов в кадмии;  $g(T)$  — коэффициент отклонения зависимости сечения взаимодействия детектора от закона  $1/v$ ;  $\sigma_0$  — сечение, соответствующее скорости нейтронов  $v_0 = 2200$  м/с;  $T_0 = 293,6$  К;  $G_{th}$  — коэффициент самоэкранирования потока тепловых нейтронов в детекторе конечной толщины. Поэтому на основании измерений величины  $D - D_{Cd} F_{Cd}$  плотность среднего потока тепловых нейтронов  $\Phi_{th} = n_{th} \bar{v}$  (где  $n_{th}$  — плотность тепловых нейтронов) можно вычислить при условии, если известна эффективная температура нейтронов. В противном случае в качестве первого приближения величину  $\Phi_{th}$  вычисляется плотность эффективного потока тепловых нейтронов  $n_{Cd} v_0$ , где  $n_{Cd}$  — плотность тепловых нейтронов с энергией, меньшей кадмиевой граничной энергии  $E_{Cd}$ ;  $v_0$  — наиболее вероятная скорость тепловых нейтронов при температуре  $T_0$  ( $n_{th}$  — приблизительно равна  $n_{Cd}$ ).

Для точных абсолютных и относительных измерений плотности эффективного потока тепловых нейтронов в настоящее время используется в основном метод активации золотых и марганцевых фольг. Эти элементы являются моноизотопическими и параметры взаимодействия их с нейтронами сравнительно хорошо изучены. Метод активации золотых или марганцевых фольг использовался при аттестации многих национальных эталонов единицы плотности потока тепловых нейтронов [9—15], а также при международных сличениях этих эталонов [16].

Плотность потока надтепловых нейтронов и эффективная температура тепловых нейтронов обычно рассчитываются на основании спектральной модели Весткотта [17, 18], согласно которой активность насыщения облучаемой фольги, численно равная числу взаимодействий, составляет

$$A_0 = N n v_0 \sigma_0 [G_{th} g(T) + G_r S(T)], \quad (3)$$

где  $n$  — полная плотность нейтронов всех энергий;  $G_r$  — коэффициент самоэкранирования надтепловых нейтронов;  $r$  — относительный вклад надтепловых нейтронов (приблизительно соответствует величине  $\Phi_{epi}/\Phi_{th}$ );  $S(T)$  — коэффициент отклонения сечения взаимодействия материала фольги с нейтронами от закона  $1/v$  в надтепловой области. Коэффициенты  $G_{th}$  и  $G_r$  зависят от материала и толщины фольги [19—29].

Для тонкого  $1/v$ -детектора из уравнения (3) следует простое соотношение между экспериментально измеряемой величиной кадмиевого отношения  $R_{Cd}$  и параметром  $r$

$$R_{Cd} = \frac{k(\delta)}{r \sqrt{T/T_0}}, \quad (4)$$

где  $k(\delta)$  — коэффициент, зависящий от углового распределения нейтронов и толщины кадмия  $\delta$  [17]. Используя выражение (3), Акстон [12] вычислил параметр  $r$  в GLEEP-реакторе на основании измеренного борным счетчиком кадмиевого отношения и известной температуры нейтронов. Метод борного счетчика применим только для измерений в полостях, а непосредственно в замедлителе аналогичные измерения обычно проводятся с помощью фольг, для которых из уравнения (3) получаем выражение

$$R_{Cd} = \frac{G_{th} \left( r \sqrt{\frac{T}{T_0}} \right)^{-1} + G_r \frac{S_0}{g}}{\frac{G_r}{F_{Cd}} \left( \frac{S_0}{g} - w \right) + \frac{1}{k(\beta)}} \quad (5)$$

где  $w$  — коэффициент, учитывающий отклонение сечения поглощения детектора от закона  $1/v$  в области энергий нейтронов, где максвелловская и надтепловая компоненты спектра перекрываются.

В работе [12] приведен расчет параметра  $r$  на основании измеренных кадмиевых отношений для золотых и марганцевых фольг.

Уравнения (4) и (5) выведены для случая, когда спектр нейтронов замедления подчиняется закону  $1/E$ , т. е. когда  $\beta=0$ . Однако из-за ограниченных размеров многих систем источники нейтронов и утечка нейтронов искажают спектр замедления. Это может привести к значительным систематическим погрешностям вычисления плотности потока надтепловых нейтронов, которые можно исключить путем измерения параметра  $\beta$ . Чаще всего параметр  $\beta$  измеряется относительным методом с применением резонансных детекторов [30—32]. При этом используются элементы с преобладающим первым резонансом при различных энергиях: In, Au, W, La, Mn, V. Для фольг, изготовленных из этих материалов, измеряют кадмиевые отношения в исследуемом потоке нейтронов и в системе, в которой спектр нейтронов замедления подчиняется закону  $1/E$ . Например, Гайгер и др. [31] в качестве такого образцового источника использовали бак с водой, в котором замедлялись быстрые нейтроны Ra—Be( $\alpha$ , n)-источников. Так как поправки  $G_{th}$ ,  $G_r$  и  $F_{Cd}$  наиболее точно известны для золота, то все измерения проводят по отношению к нему.

Относительный метод измерения параметра  $\beta$  трудоемок и требует наличия образцового поля нейтронов. Ривс [33] предложил определять  $\beta$  на основании абсолютных измерений отношения активностей насыщения стандартных (толщиной 0,025 мм) золотых и марганцевых фольг, покрытых кадмием толщиной 1 мм. Он вычислил аналитическую зависимость этого отношения от параметра  $\beta$

$$\Omega \left( \frac{Mn}{Au} \right) = 0,024 - 0,051\beta + 0,13\beta^2 + \dots \quad (6)$$

На основании выражения (6) он определял  $\beta$  для ряда эталонов единицы плотности потока тепловых нейтронов. При этом результаты, полученные разными методами, удовлетворительно согласуются между собой. Таким образом, параметр  $\beta$  может быть определен независимо от измерений других параметров. Обычно эффективная температура тепловых нейтронов измеряется методом пропускания. Если на пути нейтронного пучка с максвелловским распределением по скоростям поместить фильтр с сечением поглощения, подчиняющимся закону  $1/v$ , то отношение показаний тонкого  $1/v$ -детектора, регистрирующего пучок нейтронов, прошедших фильтр, к показанию этого же детектора, регистрирующего пучок без фильтра, является функцией эффективной температуры нейтронов. Использование фильтра конечной толщины позволяет учитывать искажение спектра фильтром. В качестве поглотителя и детектора часто используется бор, первые эксперименты с которым были выполнены Энрико Ферми в 1947 г. [34]. В дальнейшем эта методика получила свое развитие в методе борных фильтров. В 1960 г. Жешот и Вайсс [35] измерили этим методом температуру нейтронов на горизонтальном канале реактора WWR—S. Пучок нейтронов, выходящий из горизонтального канала реактора, пропускаться через коллиматор, представляющий собой четыре пластины толщиной 10 см, изготовленные из парафина с бором, а затем — через кадмиевый фильтр и набор из шести фильтров из борированного стекла различной толщины, которые использовались либо все вместе, либо по отдельности. Прошедший через все фильтры пучок нейтронов регистрировался про-

пропорциональным борным счетчиком. Для борного фильтра толщиной  $h$  пропускание нейтронов  $\alpha(h)$  равно

$$\alpha(h) = \frac{n(h) - n_{Cd}(h)}{n(0) - n_{Cd}(0)}, \quad (7)$$

где  $n(0)$  — скорость счета борного счетчика при отсутствии фильтров;  $n(h)$  — скорость счета борного счетчика при прохождении пучком нейтронов борного фильтра толщиной  $h$ ;  $n_{Cd}(h)$  — скорость счета борного счетчика при прохождении пучка нейтронов через борные и кадмиевые фильтры;  $n_{Cd}(0)$  — скорость счета борного счетчика при прохождении только через кадмиевый фильтр. На основании измеренного значения величины  $\alpha(h)$  была вычислена температура нейтронов.

С помощью метода борных фильтров Жешот и Варда [36] определили распределение температуры нейтронов в графитовом блоке (поперечные размеры 150 см  $\times$  96 см) вдоль оси пучка нейтронов, который выводился из горизонтального канала реактора EWA. Этим же методом они вычислили распределение температуры нейтронов в активной зоне реактора WWR-S [37].

Модификацией метода пропускания при наличии изотропного поля нейтронов является так называемый метод «сэндвича». В качестве детектора при этом используется фольга, которая помещается между двумя фильтрами также в виде фольг. Для уменьшения депрессии потока фольга и «сэндвич» облучаются в полости достаточно больших размеров. Активацию эпителловыми нейтронами исключают методом кадмиевой разности.

Кюхле [38] определял в 1957 г. методом «сэндвича» температуру нейтронов в различных графитовых сборках, где с помощью двух Ra-Be( $\alpha, n$ )-источников создавалось стационарное поле тепловых нейтронов. Он измерял пропускание нейтронов через золотые фольги толщиной 360 и 536 мг/см<sup>2</sup>. Регистрация нейтронов осуществлялась индиевой фольгой толщиной 65,6 мг/см<sup>2</sup>.

Мордовская и Петров [39] предложили для измерения температуры нейтронов в полостях замедлителя использовать в качестве фильтров для «сэндвичей» гадолиний, который имеет очень большое сечение поглощения для тепловых нейтронов, быстро спадающее с ростом энергии нейтронов. В результате этого пропускание нейтронов через гадолиниевый фильтр резко зависит от температуры нейтронов. Однако сечение гадолиния недостаточно хорошо изучено, поэтому при определении температуры нейтронов с помощью таких фильтров погрешность составляет около 5%.

Расчеты прохождения нейтронами различных фильтров при измерениях температуры нейтронов методом пропускания основываются на данных о сечениях. Однако для большинства материалов значения сечений известны с недостаточной точностью, что в конечном итоге приводит к сравнительно большим погрешностям при определении температуры нейтронов.

В последнее время для измерения температуры нейтронов широко применяется метод резонансного детектора. Активность тонкой фольги, сечение активации которой изменяется по закону  $1/v$ , пропорциональна плотности нейтронов и не зависит от формы спектра, а активность фольги с сечением, имеющим резонанс в тепловой области, пропорциональна плотности потока нейтронов, поэтому отношение этих активностей зависит от средней скорости нейтронов, т. е. от их температуры.

В отличие от метода пропускания, который является абсолютным, метод резонансного детектора является относительным. Поэтому точность его значительно выше, а методика эксперимента проще, если источник тепловых нейтронов, с которым проводится сравнение, достаточно хорошо изучен.

Измерение температуры нейтронов в исследуемом потоке сводится к измерению отношения активностей резонансного детектора, наведенных в сравнимых потоках, и соответствующего отношения активностей  $1/v$ -детектора. При этом для вычисления температуры нейтронов надо вычислить параметр  $r$ .

В качестве резонансного детектора обычно используются  $^{176}\text{Lu}$ ,  $^{239}\text{Pu}$  и  $^{164}\text{Eu}$ , а в качестве  $1/v$ -детектора —  $^{56}\text{Mn}$ ,  $^{42}\text{Ca}$ ,  $^{175}\text{Lu}$  и  $^{164}\text{Dy}$ .

Впервые мысль об использовании  $^{176}\text{Lu}$  в качестве чувствительного индикатора температуры нейтронов была высказана Весткоттом [40], Прайс [41], используя нейтроны из реактора LIDO, облучал в центре графитового куба с ребром 120 см тонкие фольги из природных  $\text{Lu}$  и  $\text{Mn}$ . Он показал, что величина отношения активностей насыщения  $^{177}\text{Lu}$  и  $^{54}\text{Mn}$  зависит от температуры нейтронов. Аналогичную комбинацию детекторов ( $\text{Lu}$  и  $\text{Mn}$ ) при измерении температуры нейтронов на реакторе РВ использовали Ассни и Зорзони [42]. Такая же комбинация детекторов была использована Ломакимым и др. [43] при измерениях на реакторе Ф-1.

Иногда в качестве детектора  $1/v$  применяют  $^{42}\text{Ca}$ . С помощью детектора из смеси  $^{176}\text{Lu}$  и  $^{42}\text{Ca}$  Буркарт и Рейхард [44] определили параметр  $T$  в различных растворах борной кислоты. Калибровка детекторов проводилась на тепловой колонне реактора FRM. Было показано, что с увеличением концентрации раствора борной кислоты спектр нейтронов устачивается. Аналогичная комбинация детекторов использовалась Бирюковым и др. [45] при измерении температуры нейтронов в канале реактора ВВР-М.

Шмид и Стинсон [46] использовали в качестве  $1/v$ -детектора  $^{176}\text{Lu}$ . Естественный  $\text{Lu}$  состоит из 97,4%  $^{176}\text{Lu}$  и 2,6%  $^{175}\text{Lu}$ . После облучения нейтронами  $^{176}\text{Lu}$  превращается в изомер  $^{176m}\text{Lu}$ , который распадается с периодом полураспада  $3,68 \pm 0,04$  ч. Захват нейтрона ядром  $^{176}\text{Lu}$  приводит к образованию радиоактивного  $^{177}\text{Lu}$ , период полураспада которого составляет  $6,74 \pm 0,04$  дня. Из-за большой разницы в периодах полураспада активности этих двух изотопов  $\text{Lu}$  можно легко разделить.

Шмид и Стинсон облучали литециевые фольги в центре графитовой тепловой колонны реактора TTR. Размеры колонны —  $120 \times 120 \times 120$  см. Кадмиевое отношение для  $1/v$ -детектора составляло около  $10^3$ . Облучение фольг проводилось при фиксированных температурах тепловой колонны, которая изменялась от 23 до  $581^\circ\text{C}$ . Так как сечение активации для изотопа  $^{176}\text{Lu}$  следует закону  $1/v$ , то для него  $g=1$ .

Весткоттовский параметр  $g$  для поля нейтронов тепловой колонны равен нулю. Следовательно, отношение активностей  $^{177}\text{Lu}$  и  $^{176m}\text{Lu}$  будет пропорционально коэффициентам  $g$  для  $^{176}\text{Lu}$ . Шмид и Стинсон нанесли на график кривую зависимости коэффициентов  $g$  для  $^{176}\text{Lu}$  от температуры нейтронов. На этот же график они нанесли зависимость отношения активностей  $^{177}\text{Lu}$  и  $^{176m}\text{Lu}$  от температуры нейтронов, которая была нормализована к значению  $g$  для  $^{176}\text{Lu}$  при  $577^\circ\text{C}$ . Обе кривые совпадают между собой по форме, что указывает на то, что нейтроны тепловой колонны реактора TTR имеют максвелловское распределение по энергиям. Температура указанных нейтронов совпадает с температурой тепловой колонны. Наклон кривых свидетельствует о том, что активность  $\text{Lu}$  чувствительна к изменению температуры вплоть до  $400^\circ\text{C}$ .

На этой же тепловой колонне Стинсоном и др. [47] была исследована возможность использования фольг из  $^{239}\text{Pu}$  и  $^{235}\text{U}$  для измерения температуры нейтронов. Отношение активностей деления для фольг, изготовленных из этих материалов, является чувствительным индикатором температуры нейтронов в области от  $400^\circ\text{C}$ .

Как уже указывалось, метод измерения температуры нейтронов с помощью активации детекторов, сечение которых отклоняется от закона  $1/v$ , является относительным. Для калибровки детекторов требуется наличие хорошо изученного поля медленных нейтронов. Только в случае равновесного спектра тепловых нейтронов их температуру можно считать идентичной температуре замедлителя. Неполное тепловое равновесие приводит к тому, что температура нейтронов в образцовом спектре оказывается выше температуры замедлителя, и в этом случае неверно считать их идентичными. Погрешность при определении температуры нейтронов в образцовом спектре в конечном счете сказывается и на точности ее определения в исследуемом спектре. Необходимо также отметить, что ни в одной из рассмотренных работ не намерялось откло-

нение спектра эпитепловых нейтронов от закона  $1/E$ . Наличие этого отклонения вызывает необходимость вводить постоянные перенормировки для параметра Весткотта  $S(7)$  [33].

Учет отклонения от закона  $1/E$  при измерении температуры нейтронов в канадском эталоне единицы плотности потока тепловых нейтронов был произведен Гайгером и Ван дер Цваном [31]. Калибровка фольг из  $\text{Lu}$ ,  $\text{Dy}$  и  $\text{Mn}$  проводилась в баке с тяжелой водой, в который поступали нейтроны из тепловой колонны реактора NRX. Это устройство описано в работе [48]. В нем с большой вероятностью можно предположить наличие равновесного спектра тепловых нейтронов.

Таким образом, существующие методы интегральных исследований полей медленных нейтронов позволяют определить не только плотность потоков составляющих компонент, но и форму спектра. Дальнейшее развитие этих методов, видимо, будет определяться точностью измерений сечений взаимодействия медленных нейтронов с различными материалами.

## ЛИТЕРАТУРА

1. Horourtz I., Tretiakoff O. Thermal Flux Flattening and Increase of Reactor Output.—Report EANDC—(E)—14\*, 1960, pp. 1—6.
2. Бекури К., Вирци К. Нейтронная физика, М., Атомиздат, 1968. 450 с. с ил.
3. Campbell C. G., Freemantle R. G., Poole T. J. Measurements of Reactor Spectra by Time-of-Flight and Integral Methods.—Proc. of the Second United Nations International Conference on the Peaceful Uses of Atomic Energy, Geneva, 1958. Vol. 16, United Nations, New-York, 1958, pp. 233—239.
4. Poole M. J., et al. Some Measurements of Thermal-Neutron Spectra.—Symposium on Exponential and Critical Experiments, Amsterdam, 1963, vol. III 1964, pp. 87—112.
5. Poole M. J., et al. Moderation Studies by Neutron Time-of-Flight, Symposium on Neutron Physics, M. L. Geater (Ed.).—Academic Press Inc., New-York, 1962, pp. 248—262.
6. Coates M. S. Chopper Time-of-Flight Measurements on a Graphite Uranium Lattice at Different Temperatures. Neutron Time-of-Flight Methods (J. Spaepen ed.).—European Atomic Energy Community, Brussels, 1961, pp. 233—243.
7. Johansson E., et al. A Fast Chopper and Its Use in the Measurement of Neutron Spectra.—Arkiv Physik\*, 1960, 18, No. 36, pp. 513—518.
8. Westcott C. H. Effective Cross Sections and Cadmium Ratios for the Neutron Spectra of Thermal Reactor, AECL—1101, Atomic Energy of Canada Ltd., 1950, pp. 10.
9. Michikawa T., et al. Absolute Calibrations of Thermal Neutron Flux Densities.—Bull. Electrotechn. Lab.\* (Tokyo), 1961, 25, No. 11, pp. 843—849.
10. Mosburg E. R., Murphey J. A. Recalibration of the NBS Standard Thermal Neutron Flux.—J. Nucl. Energy\*, A/B, 1961, 14, No. 1, pp. 25—31.
11. Mateescu N. și Nahorniak V. Determinarea Densității de Incetinire a Neutronilor într-o Prismă de grafit Folosind o Sursă Ra— $\alpha$ —Be.—Studii cercetării fiz., Acad. RPR, 1962, 13, pp. 375—390.
12. Axton E. J. Absolute Measurements of the Neutron Flux Density in the AERE Reactor „GLEEP”.—J. Nucl. Energy\*, A/B, 1963, 17, No 2, pp. 125—135.
13. Shahani M. G., Sharma D. Establishment of a Standard Thermal Neutron Flux Density at the Bhabha Atomic Research Centre, Radiation protection monitoring.—IAEA\*, Vienna, 1969, pp. 515—527.
14. Hargrov C., Geiger K. A New Thermal Neutron Flux Density Standard.—Can. J. Physics\*, 1964, 42, No. 8, pp. 1593—1598.

15. Андреев О. Л., Ярищина И. А. Экспериментальное определение оптимальной геометрии эталона плотности потока тепловых нейтронов — «Атомная энергия», 1967, т. 23, вып. 4, с. 348—349.
16. Axton E. J. Results of the Intercomparisons of the Thermal Neutron Flux Density Unit (1966—1968).—*Metrologia*\*, 1970, 6, No. 1.
17. Westcott C. H. et al. Effective Cross-Sections and Cadmium Ratios for the Neutron Spectra of Thermal Reactors, Proc. Second United Nations Intern.—Conf. Peaceful Uses At. Energy, Geneva, 1958, vol. 16, United Nations, New-York, 1958, pp. 70—76.
18. Walker W. H. et al. Measurements of Radiative Capture Resonance Integrals in Thermal Reactor Spectrum and the Thermal Cross Section of Pu—240.—*Can. J. Physics*\*, 1960, 38, No. 1, pp. 57—77.
19. Bothe W. Zur Methodik der Neutronensonden.—*Z. Phys.*\*, 1943, 120, s. 437—449.
20. Brose M. Zur Messung der Berechnung der Resonanzabsorption von Neutronen in Goldfolien.—*Nukleonik*\*, 1964, No. 3, s. 134—141.
21. Jamamoto H., Jamamoto K. Self-Shielding Factors for Resonance Foils.—*J. Nucl. Sci. Technol.*\*, 1965, 2, No. 10, pp. 421—424.
22. Selander W. N. [Theoretical Evaluation of Self-Shielding Factors due to Scattering Resonances in Foils, AECL—1077, Atomic Energy of Canada Limited, 1960, pp. 1—15.
23. Kelber C. N. Resonance Integrals for Gold and Indium Foils.—*Nucleonics*\*, 1962, 20, No. 8, pp. 162—163.
24. Христов В. Кадмиевое отношение и резонансное самоэкранирование для толстых золотых и индиевых фольг при облучении их на реакторе.—«Известия физического института АНБ», 1966, т. 15, с. 33—38.
25. Христов В., Сабзу М. Коэффициент самоэкранирования для толстых золотых фольг при активации их резонансными нейтронами.—*Revue de Physique de L'Acad.*\*, 1962, v. 7, № 1, pp. 25—31.
26. Baumann N. Resonance Integrals and Self-Shielding Factor for Detector Foils, USAEC Report DP—817.—*E. J. du Pont de Nemours and Co.*\*, Inc. January, 1963, pp. 34—61.
27. Eastwood T. A., Werner R. D. Resonance and Thermal Neutrons Self-Shielding in Cobalt Foils and Wires.—*Nucl. Sci. Eng.*\*, 1962, 13, No. 3, pp. 385—390.
28. Jacks C. M. A Study of Thermal and Resonance Neutron Flux Detectors, USAEC Report DP—608, E. J. du Pont de Nemours and Co., Inc., August, 1961, pp. 17—30.
29. Neutron fluence measurements, Technical report series, No. 107, IAEA Vienna, 1970, p. 474.
30. Ryves T. B., Payl E. B. The Construction and Calibration of a Standard Thermal Neutron Flux Facility at the National Physical Laboratory.—*J. nucl. Energy*\*, 1968, 22, No. 8, pp. 759—775.
31. Geiger K. W., Van der Zwan L. Slowing Down Spectrum and Neutron Temperature in a Thermal Neutron Flux Density Standard.—*Metrologia*\*, 2, No. 1, pp. 1—5.
32. Fastrup B., Olsen J. Measurements of the Thermal and Epithermal Neutron Flux in the Reactor DR—1.—*Risø Report*\*, № 43, 1962, p. 40.
33. Ryves T. B. A New Thermal Neutron Flux Convention.—*Metrologia*\*, 1969, 5, No. 4, pp. 119—124.
34. Fermi E., et al. Method for Measuring Neutron—Absorption Cross Sections by the Effect on the Reactivity of a Chain—Reacting Pile.—*Phys. Rev.*\*, 1947, 72, No. 1, pp. 16—23.
35. Rzeszot T., Weiss Z. Neutron Spectrum Temperature Measurements by Means of Boron Glass Filters.—*Nukleonika*\*, 1960, V, No. 11, p. 689.
36. Rzeszot T., Warda E. The Distribution of neutron Spectrum Temperatures measurements in Graphite Prism.—*Rept. badan jadow, PAN*\*, 1963, No. 101, p. 6.

37. Rzeszot T., Warda E. Determination of Neutron Spectrum Temperatures by Means of Boron Glass Filters—, Exponential and Critical Experiments\*, Amsterdam, 1964, vol. 3, pp. 321—331.
38. Kuchle M. Neutron Temperature Measurements in Graphite.—, Nucl. Sci. Eng.\* 1957, 2, No. 1, pp. 87—95.
39. Мордовская Т. С., Петров В. И. Использование метода «двойного сэндвича» для исследования эффективной температуры нейтронов в полостях графитового реактора — «Труды СНИИМ», вып. XIII, М., Атомиздат, 1970, с. 59—65.
40. Westcott C. H. Effective Cross—Sections Values, „Chalk River Report CRRP—787“, 1958, p. 6.
41. Price G. A. Neutron Temperature Measurements with  $^{176}\text{Lu}$ .—, J. Nucl. Energy\*, Part A, 1959, 10, No. 3, p. 157.
42. Accini F., Zorzoli G. Analysis of the Activation Lutetium Experiment for Neutron Temperature Measurements.—, Energia nucleare\*, 1963, 10, No 7 pp. 630—635.
43. Ломакин С. С., Мордовская Т. С., Панфилов Г. Г. и др. Измерение температуры нейтронного газа в исследовательском реакторе Ф-1 — «Труды СНИИМ», вып. XII, М., Атомиздат, 1970, с. 230—236.
44. Буркарт К., Рейхардт В. Ужесточение спектра нейтронов, наблюдаемое в воде и в растворах борной кислоты — «Труды Брукхейвенской конференции» (США), М., Атомиздат, 1964, с. 232—238.
45. Бирюков Е. И., Храмов Н. К., Шиманская Н. С. Измерение параметров нейтронного потока реактора методом совмещенных активационных детекторов — «Атомная энергия», 1970, т. 28, вып. 4, с. 352—354.
46. Schmid L. C., Stinson W. P. Calibration of Lutetium for Measurements of Effective Neutron Temperatures.—, Nucl. Sci. Eng.\* 1960, 7, No. 5, pp. 477—478.
47. Stinson W. P., et al. An Investigation of Effective Neutron Temperatures.—, Nucl. Sci. Eng.\* 1960, 7, № 3, pp. 435—441.
48. Bigham C. B. The Temperature Dependence of Fission Cross Sections of  $^{239}\text{Pu}$ ,  $^{235}\text{U}$  and  $^{238}\text{U}$ .—, Nucl. Sci. Eng.\* 1959, 6, No. 2, pp. 379—385.

Поступила в редакцию  
29.12.1972 г.

УДК 539.1.074.8 : 539.22

В. И. ФОМИНЫХ, Ю. А. САМОНЕНКО, Ю. С. СИЛИН  
ВНИИМ

### АНИЗОТРОПНЫЙ ДЕТЕКТОР НЕЙТРОНОВ

При измерениях относительно малых потоков нейтронов важно уменьшить вклад фонового излучения. В ряде практических случаев поток фонового излучения является направленным. Так, при измерении потока естественного излучения нейтронов в космическом пространстве необходимо учитывать поток локальных нейтронов, генерируемых в корпусе космического аппарата в результате взаимодействия высокоэнергетических протонов с элементами корпуса. Для уменьшения этого вклада в работе [1] использовался анизотропный детектор нейтронов, устанавливаемый за пределами корпуса аппарата на выносной штанге. Детектор ориентировался относительно космического аппарата таким образом, чтобы чувствительность его была минимальна в направлении на аппарат.

Целью данной работы являлась разработка направленного детектора нейтронов и исследование его угловой зависимости чувствительности. Была выбрана система, состоящая из двух детекторов тепловых нейтронов, помещенных в блоке полуглиневого замедлителя. Анизотропия чувствительности такого детектора обусловлена неравномерной толщиной замедлителя в различных направлениях. Исследовались два детектора, которые практически отличались только формой замедлителя (рис. 1, а, б). В качестве детекторов тепловых нейтронов использовались счетчики СНМО-5 или СМ-11 в сочетании с обычным измерительным устройством, состоящим из предусилителя, усилителя, дискриминатора и пересчетного прибора.

В процессе измерений детектор устанавливался в центре помещения на поворотном столе так, чтобы расстояние до ближайших предметов было не менее 1,7 м. Один из источников —  $^{252}\text{Cf}$ ,  $\text{AmBe}$ ,  $\text{SbBe}$ ,  $\text{PoBe}$  или  $\text{PuBe}$ , помещался в плоскости, перпендикулярной оси вращения детектора, проходящей через его геометрический центр. Вращая детектор вокруг его оси, измеряли скорость счета. В результате измерений вносилась поправка на фон рассеянных нейтронов, которая определялась по методике, применяемой при измерениях с защитным конусом. Значение чувствительности детектора определялось на основании данных о потоке нейтронов используемых источников, измеренных методом активации марганца.

Результаты исследования угловой зависимости чувствительности обоих детекторов представлены на рис. 2—4. По оси абсцисс отложен угол  $\varphi$  между линией, соединяющей ось счетчиков, и направлением на источник; по оси ординат — скорость счета  $N$  одного детектора в замедлителе (а) или отношение скоростей счета двух детекторов  $N_1/N_2$  (б).

У обеих систем наблюдалось повышение чувствительности в направлении источника и уменьшение ее в обратном направлении. Следует отметить, что в случае направленного пучка нейтронов, измеряя отношение скоростей счета (за вычетом фона) двух счетчиков при различной ориентации детектор — источник наличие максимума в угловом распределении  $N_1/N_2 \sim f(\varphi)$  позволяет определить направление на источник нейтронов. Существенно, что большая уг-

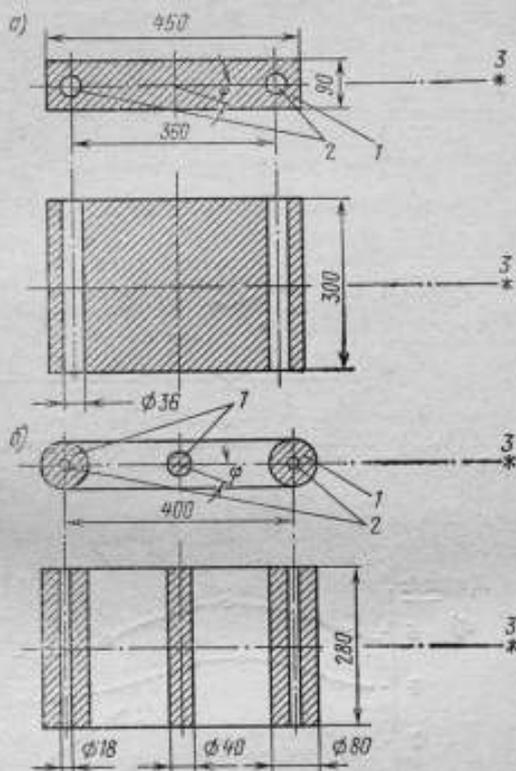


Рис. 1. Схема направленного детектора нейтронов

1 — полуглиняный замедлитель; 2 — детектор тепловых нейтронов; 3 — источник нейтронов.

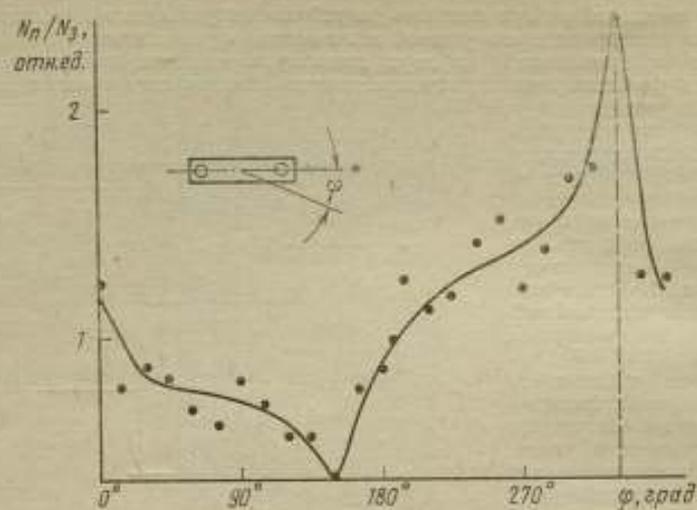


Рис. 2. Угловая зависимость чувствительности для АмВе источника (4,4 МэВ)

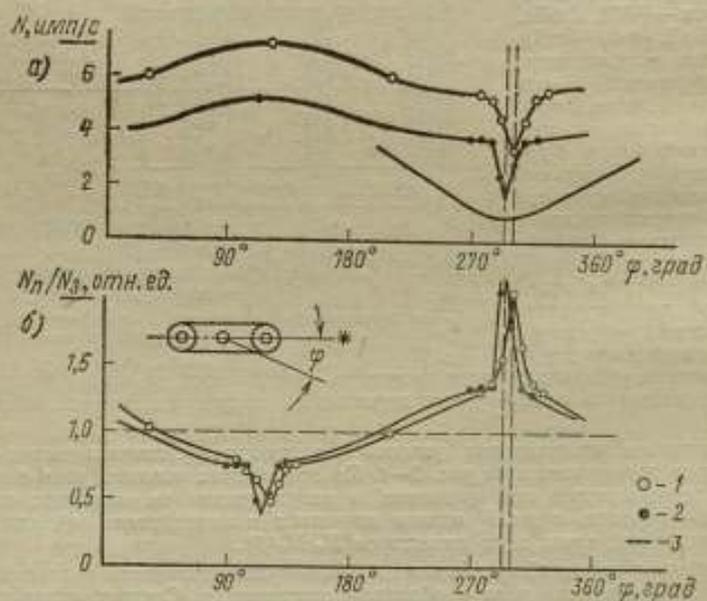


Рис. 3. Зависимости величины  $N_n/N_Σ$  и  $N \approx f_2(\varphi)$  от угла  $\varphi$  для источников

1 —  $^{137}\text{Cs}$  (1,9 МэВ); 2 — SbBe (25 кэВ); 3 — описанного в работе [1]

ловая асимметрия чувствительности сохраняется и для спектра нейтронов деления  $^{252}\text{Cf}$  (рис. 3), близкого к спектру испарительных нейтронов.

Для системы, представленной на рис. 1, б, направление на источник определяется только по минимуму чувствительности, причем незначительный

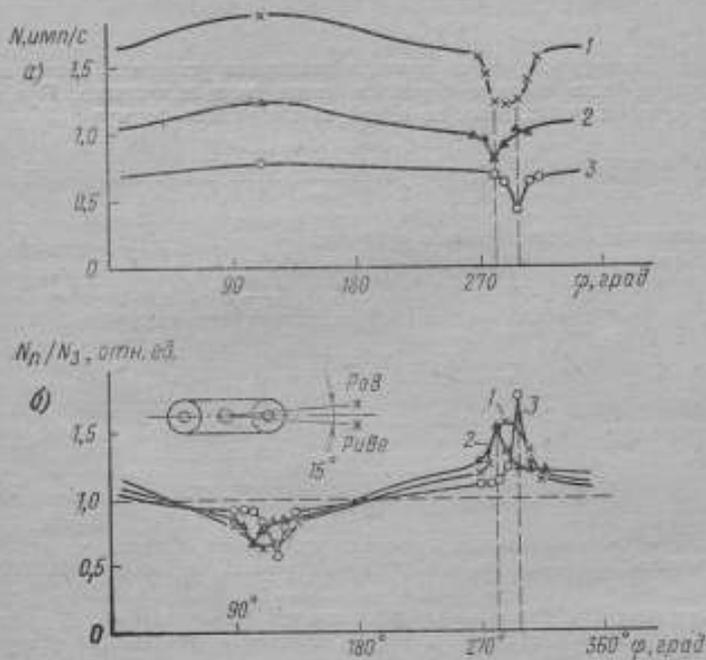


Рис. 4. Определение углового распределения направленного детектора нейтронов для источников  
1 —  $\text{PuBe}$  (4,2. МэВ); 2 —  $\text{PoB} + \text{PuBe}$ ; 3 —  $\text{PoB}$  (2,8. МэВ)

плавный подъем ее при углах  $\varphi < 200^\circ$  объясняется изменением расстояния между детектором и источником. Из полученных данных следует, что эта система имеет удовлетворительное  $\sim 15^\circ$  угловое разрешение для двух источников (рис. 4). На рис. 4 приведены данные для случаев ( $\text{PoB}$ ,  $\text{PuBe}$ ), когда на градуировочной скамье находится один или два источника, здесь же показаны и геометрические условия опыта. Для сравнения на рис. 3, а приведена угловая зависимость эффективности детектора, описанного в работе [1].

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Jenkins R. W. Anisotropic neutron detector. — Journ. of Geophys. Res., 1970, v. 75, № 22, pp. 4197—4199.

Поступила в редакцию  
16.02.1972 г.

МЕТОД ОПРЕДЕЛЕНИЯ «МЕРТВОГО» ВРЕМЕНИ УСТАНОВОК  
ДЛЯ СЧЕТА ЧИСЛА ЧАСТИЦ И ФОТОНОВ

Для определения «мертвого» времени различных установок, регистрирующих импульсы, чаще всего применяется метод двух источников. При этом «мертвое» время  $\tau$  вычисляется по одной из следующих формул

$$\tau = \frac{N_1 + N_2 - N_{1,2} - N_{\Phi}}{2(N_1 - N_{\Phi})(N_2 - N_{\Phi})} \left[ 1 + \frac{N_1 + N_2 - N_{1,2} - N_{\Phi}}{2 \cdot 2(N_1 - N_{\Phi})(N_1 - N_{\Phi})} (N_{1,2} - 3N_{\Phi}) \right]$$

где  $N_{\Phi}$  — число импульсов фона в секунду.  
При  $N_{\Phi} = 0$

$$\tau_1 = \frac{N_1 + N_2 - N_{1,2}}{2N_1N_2} \left( 1 + \frac{N_1 + N_2 - N_{1,2}}{2 \cdot 2N_1N_2} N_{1,2} \right); \quad (1)$$

$$\tau_2 = \frac{N_1 + N_2 - N_{1,2}}{2N_1N_2}; \quad (2)$$

$$\tau_3 = \frac{1 - \sqrt{\frac{(N_{1,2} - N_1)(N_{1,2} - N_2)}{N_1N_2}}}{N_{1,2}}; \quad (3)$$

где  $N_1$  и  $N_2$  — число импульсов в секунду от первого и второго источника соответственно;  $N_{1,2}$  — то же от двух источников одновременно ( $N_{1,2} < N_1 + N_2$ ).

Следует заметить, что формула (2) является приближенной.

Число импульсов в секунду с учетом просчетов для любого источника определяется затем, как

$$N_0 = \frac{N_{изм}}{1 - N_{изм}\tau}; \quad (4)$$

где  $N_{изм}$  — число импульсов в секунду, измеренное регистрирующим прибором.

Поскольку у источников одинакового спектрального состава полный поток частиц пропорционален только числу зарегистрированных установкой импульсов (с поправкой на просчеты), из (4) следует

$$\frac{Q_1}{Q_2} = \frac{N_{01}}{N_{02}} = \frac{N_1}{N_2} \cdot \frac{1 - N_2\tau}{1 - N_1\tau}$$

где  $Q_1/Q_2$  — отношение полных потоков частиц для двух источников одинакового спектрального состава.

Отсюда

$$\tau = \frac{\frac{Q_1}{Q_2} - \frac{N_1}{N_2}}{N_1 \left( \frac{Q_1}{Q_2} - 1 \right)} \quad (5)$$

Таким образом, при помощи двух таких источников можно определить «мертвое» время установки, не прибегая к измерению величины  $N_{12}$ . Обычно

в метрологических лабораториях имеются источники, для которых величина  $Q_1/Q_2$  хорошо известна (при необходимости она определяется с помощью какой-либо другой установки, не требующей введения поправки на просчеты). При измерении «мертвого» времени установки по формулам (1), (2), (3) и (5) при использовании одной и той же пары источников были получены следующие результаты:  $\tau_1 = 11,9 \cdot 10^{-6}$  с;  $\tau_2 = 11,3 \cdot 10^{-6}$  с;  $\tau_3 = 11,8 \cdot 10^{-6}$  с;  $\tau_4 = 8,4 \cdot 10^{-6}$  с. Как видно, четвертое число значительно отличается от трех предыдущих. Достоверность полученных результатов можно оценить, определив с их помощью полный поток частиц какого-либо источника (в данном случае двух нейтронных источников  $Q_{x1}$  и  $Q_{x2}$ ) посредством двух других источников, полный поток частиц ( $Q_1$  и  $Q_2$ ) которых известен. Результаты проверки приведены в таблице. В первой строке указаны значения полных потоков нейтронов источников  $Q_2$ ,  $Q_{x1}$  и  $Q_{x2}$ , определенные на основании  $Q_1$  при  $\tau_{1,2,3} = 11,7 \cdot 10^{-6}$  с, а в третьей и четвертой строках — значения полных потоков нейтронов  $Q_1$ ,  $Q_{x1}$  и  $Q_{x2}$ , вычисленные на основании  $Q_2$  и тех же значений  $\tau$ .

Поправка на просчеты введена по формуле	Полный поток нейтронов (нейтр/с) для источников			
	$Q_1$	$Q_2$	$Q_{x1}$	$Q_{x2}$
(1), (2), (3) (5)	$1,01 \cdot 10^5$	$4,46 \cdot 10^5$ $4,39 \cdot 10^5$	$9,64 \cdot 10^5$ $9,70 \cdot 10^5$	$1,01 \cdot 10^6$ $1,01 \cdot 10^6$
(1), (2), (3) (5)	$0,99 \cdot 10^5$ $1,01 \cdot 10^5$	$4,38 \cdot 10^5$	$9,46 \cdot 10^5$ $9,68 \cdot 10^5$	$0,99 \cdot 10^6$ $1,01 \cdot 10^6$

Как видно из таблицы, результаты, полученные по формуле (5), лучше согласуются между собой или с паспортными данными источников (для  $Q_1$  и  $Q_2$ ). Кроме того, согласно (5), величина  $Q_1$  должна заметно отличаться от  $Q_2$ , а такие источники встречаются чаще, чем источники с близкими значениями потока, как того требует метод двух источников.

Поступила в редакцию  
29.12.1971 г.

УДК 539.125.074

В. И. ФОМИНЫХ  
ВНИИМ

### ИЗМЕРЕНИЕ ПОТОКА НЕЙТРОНОВ $^{252}\text{Cf}$ -ИСТОЧНИКА

В настоящее время в результате успешного развития ядерной техники стало возможным применение источников спонтанного деления на основе  $^{244}\text{Cm}$ ,  $^{252}\text{Cf}$ ,  $^{240}\text{Pu}$ . Эти источники в наибольшей степени удовлетворяют требованиям, предъявляемым к рабочему эталону нейтронного излучения [1], и поэтому могут использоваться в метрологической практике. Существенно, что для источников нейтронов спонтанного деления существует однозначная зависимость

$$Q \sim A(m, \bar{\nu}, T_{1/2}),$$

где  $m$  — масса делящегося нуклида;  $\bar{\nu}$  — среднее число нейтронов, испускаемое на акт деления;  $T_{1/2}$  — период полураспада. Отсюда следует, что только

для этих источников, зная массу делящегося вещества и константы  $\bar{\nu}$  и  $T_{1/2}$ , можно рассчитать полное число нейтронов, испускаемых источником. С другой стороны, этот поток нейтронов можно точно измерить одним из известных абсолютных методов.

Если проанализировать возможные случаи практического использования нейтронных радиометров и дозиметров, то можно сделать вывод, что в основном эти приборы используются при измерениях в радиационных полях со спектром нейтронов деления или с видоизмененным спектром деления, т. е. за защитой, в том числе и на реакторах. С другой стороны, если согласиться с требованием максимального приближения параметров физических полей, используемых для градуировки радиометрических и дозиметрических приборов, к практическим условиям измерений, то целесообразно в качестве основной точки при градуировке нейтронных приборов, в том числе нейтронных радиометров, рекомендовать использовать источники со спектром нейтронов деления.

По сравнению с ( $\alpha, n$ ) В-источниками спектр нейтронов источников спонтанного деления относительно прост, хорошо изучен, воспроизводим и может быть аппроксимирован простым выражением вида [3]

$$N(E) \sim \sqrt{E} \exp \frac{-E}{T}, \quad (1)$$

где  $T = (0,25 \pm 0,16) + (0,90 \pm 0,08) \sqrt{\bar{\nu} + 1}$ ;  $E$  — энергия нейтронов (МэВ). Значения  $\bar{\nu}$  и  $T$  для различных источников приведены в табл. 1.

Таблица 1

Источник	$\bar{\nu}$	$T$ , МэВ
$^{240}\text{Pu}$	$2,17 \pm 0,01$	$1,19 \pm 0,03$
$^{244}\text{Cm}$	$2,71 \pm 0,04$	$1,38 \pm 0,03$
$^{252}\text{Cf}$	$3,77 \pm 0,04$	$1,48 \pm 0,03$

Таким образом, спектр нейтронов деления можно считать стандартным, что еще раз подтверждает целесообразность применения источников спонтанного деления в качестве рабочих эталонов и образцовых источников и использования их в качестве основной реперной точки при градуировке нейтронных приборов.

#### Измерение потока нейтронов $^{252}\text{Cf}$ источника абсолютным методом активации марганца

Источник спонтанного деления  $^{252}\text{Cf}$  (ЭНД-1) практически является точечным: его диаметр  $\sim 3$  мм. Источник запаян в стеклянной ампуле и помещен в контейнер из оргстекла  $d=h=6$  мм.

Измерения методом активации в баке с раствором  $\text{MnSO}_4$  в воде описаны в работах [4, 5]. При облучении в растворе для измерения эффекта самопоглощения источник располагался в центре тонкостенной алюминиевой сферы диаметром 200 мм.

Полное число нейтронов, испускаемое источником, рассчитывалось по формуле

$$Q = \frac{N_0}{\xi \Gamma} (1+l)(1+m)(1+k)(1-f); \quad (2)$$

$$\xi = \frac{N_s}{AM}, \quad (3)$$

где  $N_s$ ,  $N_0$  — скорости счета сцинтилляционного счетчика, соответствующие удельной активности «А» градуировочного раствора, облученного в реакторе и влитого в бак и наведенной активности от источника спонтанного деления;

$M$  — количество высокоактивного раствора в баке;  $l$ ,  $m$ ,  $k$ ,  $f$  — поправки на самопоглощение в источнике и держателе источника, на утечку нейтронов за

пределы замедлителя, на поглощение быстрых нейтронов в кислороде и сере, мультипликацию

$$\frac{1}{\gamma} = 1 + \frac{1}{1 + \alpha} \left( \frac{\sigma_S}{\sigma_{Mn}} + \frac{\sigma_H}{\sigma_{Mn}} \frac{n_H}{n_{Mn}} \right), \quad (4)$$

где  $\alpha$  — поправка на резонансный захват в марганце;  $\sigma_H$ ,  $\sigma_{Mn}$ ,  $\sigma_S$  — сечения поглощения тепловых нейтронов водородом, марганцем и серой.

При методе с применением марганца предпочтительнее использовать отношение сечений  $\sigma_H/\sigma_{Mn}$ . В настоящей работе использовалось значение [5].

$$\sigma_H/\sigma_{Mn} = (24,97 \pm 0,02) \cdot 10^{-3}; \quad \sigma_S = 0,52 \pm 0,02 \text{ барн.}$$

Поправка на резонансный захват рассчитывалась по методике [3] с учетом эффекта самозранирования для используемой концентрации (~26%)  $1 + \alpha = 1,014 \pm 0,002$ . С учетом всех факторов коэффициент  $1/\gamma = 2,222$ ;  $\delta_{\gamma} \sim 0,2\%$ .

Методика измерения наведенной активности  $^{56}\text{MnSO}_4$  осталась прежней [4]: с помощью сцинтилляционного спектрометра с кристаллом NaI (40×40) при ширине «окна» дифференциального дискриминатора 10 В. Нижнее положение «окна» стабилизировалось по максимуму пика  $^{137}\text{Cs}$ . В полученное число отсчетов вводились поправки на фон, распад и конечное время облучения раствора. В результате измерения наведенной активности  $^{56}\text{MnSO}_4$  от  $^{252}\text{Cf}$  источника на 25.3.71 получено  $N_0 = 4846$  имп/с (табл. 2) Статистическая погрешность измерения  $N_0$  составляет 0,1%.

Эффективность погружаемого счетчика  $\epsilon$  определялась с помощью высокоактивного раствора  $^{56}\text{MnSO}_4$ , облученного в реакторе. В результате калибровки погружаемого счетчика с использованием метода  $4\pi \beta - \gamma$  совпадений получено значение  $\epsilon = 6,33 \cdot 10^{-5}$  со средней квадратической погрешностью 0,3%. Погрешности

Таблица 2

$N_p$ имп/100 С	$N_i - N_{sp}$ имп/10 <sup>6</sup> С	$N_s$ имп/100 С
4309	4165	4764
4148	4003	4789
3988	3843	4811
3839	3695	4835
3648	3503	4795
3493	3348	4794
3346	3201	4792
3223	3078	4820
3108	2963	4854
2909	2764	4734
2825	2680	4801
2652	2511	4706

Среднее 4791

Примечание. Время облучения раствора 16 ч, 40 мин.

Погрешности определения  $M$  и  $N_s$  составили менее

$$\delta_s = \sqrt{\delta^2 A + \delta^2 N_s + \delta^2 M}. \quad (5)$$

Таблица 3

$R$ , см	Число импульсов за 1000 С для источника в баке с раствором $\text{MnSO}_4$	Число импульсов за 100 С для источника в баке без раствора	$I$ , %
50	71	2311	0,0031
61	46	1788	0,0026
77	43	1400	0,0031

Среднее  $0,0029 \pm 0,0003$

В полученные результаты вводились следующие поправки:

1. На утечку нейтронов  $I$ . Поправка определялась экспериментально с использованием «всеволонового» счетчика и расчетным путем. Измерения проводились на различных расстояниях от поверхности бака (50, 60, 80 см) в открытой геометрии и при источнике спонтанного деления в баке. Значение поправки 0,3% (с погрешностью 10%) (табл. 3). При этом предполагалось, что чувствитель-

ность «всеволонового» счетчика для спектра нейтронов деления и для спектра нейтронов утечки одинакова.

Значение поправки на утечку рассчитывалось по методу Монте-Карло [6]. В случае применения описываемого замедлителя размерами  $d=h=85$  см для спектра нейтронов деления расчетное значение поправки составляет 0,2%.

2. На поглощение быстрых нейтронов в замедлителе  $K$ , обусловленном реакциями  $^{16}\text{O}(n, \alpha)$ ,  $^{23}\text{S}(n, \alpha)$  поправка рассчитывалась на основании извест-

Таблица 4

$^*\text{H}_2\text{O}$ , %	$K$ (раствор $\text{MnSO}_4$ , близкий к насыщенному), %	Автор и работа
—	$0,54 \pm 0,05$	Мак Таггарт [7]
—	0,70	
$0,25 \pm 0,05$	$0,68 \pm 0,10$	Ривс [8]
—	0,63	Мюррей [9]
0,4	0,58	Мюррей [10]
0,61	0,86	для $^{235}\text{Si}$
$0,65 \pm 0,05$	$0,81 \pm 0,05$	Настоящая работа

ных данных о сечениях реакций по методике [3] для спектра нейтронов деления.

Для случая чистой воды поглощение быстрых нейтронов вследствие реакции  $^{16}\text{O}(n, \alpha)$  составляет  $\chi=0,65\%$ ; в растворе  $\text{MnSO}_4$  для спектра нейтронов деления, в котором  $\sim 13\%$  нейтронов имеют энергию выше порога реакции  $^{16}\text{O}(n, \alpha)$  — 3,6 МэВ, поглощение в кислороде составляет  $K=$

$=0,54\%$ . Добавочное поглощение быстрых нейтронов в сере ( $\sim 40\%$  нейтронов спектра деления имеют энергию выше порога  $(n, p)$  и  $(n, \alpha)$ -реакций — 2,0 МэВ) равно  $K_S=0,27\%$ . Окончательно  $K=K_0+K_S=0,81\%$ ;  $\delta K=0,3\%$ .

В табл. 4 полученные результаты сопоставляются с расчетными значениями других авторов для спектра нейтронов деления.

Некоторые расхождения в значениях  $K$  можно объяснить различными значениями сечения реакции  $^{16}\text{O}(n, \alpha)$ , использованных различными авторами в расчетах.

3. Поправка на самопоглощение тепловых нейтронов в источнике зависит от конструктивных особенностей и материала источника. С другой стороны, потери в результате самопоглощения тепловых нейтронов в источнике можно значительно уменьшить. Для этого на время облучения источник помещался в центре алюминиевой полости диаметром 200 мм, что ослабляет плотность потока тепловых нейтронов у источника. Считая, что в растворе  $\text{MnSO}_4$  плотность потока тепловых нейтронов дополнительно уменьшается в 1,8 раза по сравнению с водой, и учитывая малые геометрические размеры источника, самопоглощением в  $^{235}\text{Si}$ -источнике пренебрегали. При этом возможная систематическая погрешность оценивается в 0,2%.

4. Поправка на мультипликацию.

При измерениях источников с большим сечением деления, помещенных в водородосодержащий замедлитель, источником систематических ошибок мо-

Таблица 5

Величина	Погрешность $\epsilon_r$ , %	Вес $w_r$ , обн. ед.	$w_r^2 \epsilon_r^2$ , %
$N_0$	0,1	1	0,1
$N_A$	0,1	1	0,1
$s$	0,3	1	0,3
$\sigma_{\text{H}}/\sigma_{\text{Mn}}$	0,1	0,4	0,04
$\sigma_{\text{S}}/\sigma_{\text{Mn}}$	3,8	0,02	0,08
$1 + a$	0,2	0,4	0,08
$n_{\text{H}}/n_{\text{Mn}}$	0,2	0,4	0,08
$1 + l$	0,1	1	0,1
$1 + m$	0,3	1	0,3
$1 + k$	0,1	1	0,1
$1 - f$	0,3	1	0,3
			$\epsilon_Q =$
			$= \sqrt{\sum (w_r \epsilon_r)^2} =$
			$= 0,8$

жет служить мультипликация нейтронов. Соответствующая поправка для источника спонтанного деления определялась общепринятым методом кадмевой разности. Источник облучался в кадмевом цилиндре и без него, после чего обычным способом измерялась наведенная активность раствора и определялась разность. Контрольные измерения выполнялись с  $\text{RaBe}(\alpha, n)$ - и  $\text{PoBe}$ -источниками, имеющими незначительное сечение деления тепловыми нейтронами. Полагая, что кадмевая оболочка искажает спектр нейтронов, испускаемых источниками одинаково, поправка на мультипликацию определялась как разность эффекта кадмевой оболочки для источника спонтанного деления и  $\text{RaBe}(\alpha, n)$ -источника.

Соответствующий поправочный коэффициент для источника спонтанного деления  $^{252}\text{Cf}$  составляет  $(1-f) = 0,955 \pm 0,003$ . Учитывая все поправочные коэффициенты, получим  $(1+l)(1+m)(1+k)(1-f) = 1,025$ . В результате измерений для потока нейтронов  $^{252}\text{Cf}$ -источника ЭНД-1  $Q_{^{252}\text{Cf}} = 1,66 \cdot 10^6$  нейтр/с (март 1971 г.). Погрешность измерения данным методом определяется погрешностями измерения величин, входящих в формулы (2) и (3) (табл. 5).

Погрешности определения величин входят в погрешность результата с соответствующими весами. Относительная средняя квадратическая погрешность измерения потока нейтронов  $^{252}\text{Cf}$  источника данным методом составляет 0,8%. Неисключенная систематическая погрешность оценивается в 0,4%.

#### Относительные измерения потока нейтронов $^{252}\text{Cf}$ источника

Относительные измерения потока нейтронов  $^{252}\text{Cf}$  источника ЭНД-1 были проведены на установке ОВС-3 [10]. При этом поток нейтронов источника сравнивался с потоком нейтронов рабочего эталона ВНИИМ —  $\text{RaBe}(\alpha, n)$ -источника 2ЭН-100. На этой же установке было исследовано угловое распределение потока нейтронов  $^{252}\text{Cf}$ -источника. Поворачивая источник на определенный угол, определяли зависимость числа отсчета импульсов от угла поворота.

Как показали измерения,  $^{252}\text{Cf}$ -источник ЭНД-1 практически не имеет асимметрии в угловом распределении потока нейтронов. Большая (до 18%) асимметрия в распределении потока нейтронов может быть объяснена геометрией самого источника НИ-К-52. Поток нейтронов источника определялся по формуле

$$Q_x = Q_0 \frac{n_x - n_{px}}{n_0 - n_{p0}} \frac{\alpha_0}{\alpha_x} \frac{\eta_0(E)}{\eta_x(E)} \frac{(R + r_x)^2}{(R + r_0)^2} \quad (6)$$

где  $Q_0$  — поток нейтронов источника 2ЭН-100;  $Q_x$  —  $1,085 \cdot 10^6$  (в  $Q \sim 0,8\%$ );  $n_0, n_x$  — скорости счета, соответствующие источникам 2ЭН-100 и ЭНД-1;  $n_{p0}, n_{px}$  — поправки на рассеянное излучение;  $\alpha_0, \alpha_x$  — коэффициенты асимметрии сравниваемых источников;  $\eta_0, \eta_x$  — эффективность «всеволонового» счетчика к нейтронам  $\text{RaBe}(\alpha, n)$ - и  $^{252}\text{Cf}$ -источников;  $R$  — расстояние между передней поверхностью счетчика и источником;  $r_x, r_0$  — поправки на эффективный центр «всеволонового» счетчика для обоих источников.

Эффективность «всеволонового» счетчика для источника 2ЭН-100 равна  $\eta_0(E) = 0,896$ , а для источника со спектром деления  $\eta_x(E) = 0,879$ . Отношение эффективностей мало отличается от единицы (1,019), однако не настолько, чтобы им можно было пренебречь.

Чтобы исключить влияние асимметрии в распределении потока нейтронов на результаты измерений, источник во время измерений непрерывно вращался вокруг своей оси. В этом случае отношением  $\alpha_0/\alpha_x$  можно пренебречь. Тогда рабочая формула примет вид

$$Q_x = Q_0 \frac{n_x - n_{px}}{n_0 - n_{p0}} \frac{(R + r_x)^2 \eta_0}{(R + r_0)^2 \eta_x} \quad (7)$$

Поправка на эффективный центр дисеволюгового\* счетчика определялась по формуле

$$r \text{ (см)} = 1,64 + 1,2\bar{E}_n \text{ (МэВ)}, \quad (8)$$

где  $\bar{E}_n$  (МэВ) — средняя энергия нейтронов. Для источника ЭН-100  $E_n \sim 3,6$  МэВ;  $r_0 = 6$  см, а для источника  $^{252}\text{Cf}$   $\bar{E}_n = 1,9$  МэВ;  $r_x = 4$  см. С другой стороны, эту поправку можно определить графически, построив зависимость  $1/\sqrt{n_x - n_{px}}$  от  $R$ . Прямая, соединяющая экспериментально полученные точки, пересекает ось абсцисс не в начале координат, а в области отрицательных значений  $R$ . Абсолютное значение отрезка оси абсцисс от точки пересечения до начала координат и есть искомое  $r_x$ , равное в нашем случае 3,5 см.

Пользуясь экспериментально найденными значениями  $1/\sqrt{n_x - n_{px}}$  при различных значениях  $R$ , можно рассчитать  $r_x$  графически, обратывая результаты по методу наименьших квадратов. В этом случае  $r_x = 4,3$  см. Как видно, эти значения подтверждают величину  $r$  см, найденную по формуле (8).

Результаты сравнения  $^{252}\text{Cf}$ -источника ЭНД-1 с источником ЭН-100 и ЭФН-1 приведены в табл. 6.

Таблица 6

Источник	$N - n_{px}$ имп/с	$\frac{1}{\gamma}$	$r$ , см	$(R + r)^2$ $n^2$	$\frac{(n - n_p)(R + \Delta r)^2}{\gamma}$
RaBe ( $\alpha, n$ ) ЭН-100	55,07	1,124	6,0	0,642	28,62
$^{252}\text{Cf}$ ЭНД-1	81,21	1,168	4,0	0,485	41,14
AmBe ОИНИ-А-04	18,24	1,173	6,0	0,473	10,12
RaBe ( $\gamma, n$ ) ЭФН-1	27,58	1,168	2,0	0,409	13,20

Относительные измерения потока нейтронов  $^{252}\text{Cf}$ -источника проводились несколько раз. Результаты измерений свидетельствуют, что поток нейтронов  $^{252}\text{Cf}$  источника ЭНД-1 изменяется со временем с периодом полураспада  $\sim 2,7$  года, в то время как поток нейтронов RaBe( $\alpha, n$ )-источника ЭН-100 за этот промежуток времени постоянен. Аналогичные данные получены методом марганцевого бака.

$\gamma$ -спектр  $^{252}\text{Cf}$  источника, измеренный кристаллом NaI (40×40), подтверждает измерения  $\gamma$ -спектра, выполненные Тюфяковым Н. Д. и др. [11].

## ЛИТЕРАТУРА

1. Фоминых В. И. Эталоны в области измерений нейтронных излучений. — «Энциклопедия измерений, контроля и автоматизации», М.—Л., Издательство стандартов, 1965, вып. 4, с. 27—35.
2. Замятин Ю. С., Крошкин Н. И., Мелюников А. К., Нефедов В. Н. Измерение энергетических спектров и среднего числа  $\gamma$  мгновенных нейтронов деления актинидных элементов. — «JAЕА», Vienna, 1970, pp. 183—191.
3. Фоминых В. И., Ярицына И. А. Абсолютное измерение выхода нейтронных источников (рабочих эталонов ВНИИМ) методом активации марганца. — «Труды ВНИИМ», вып. 89(149), М.—Л., Издательство стандартов, 1967, с. 103—126.
4. Фоминых В. И., Ярицына И. А. Эталонный фотонейтронный источник ВНИИМ. — «Измерительная техника», 1970, № 11, с. 18—23.
5. Axton E. I. Absolute calibration of the NPL standard neutron source. — «Jorn. of Nucl. Energy», 1965, v. 19, p. 706—716.

6. Goldstein H. Calculation of the neutron escape from moderator.—  
„Trans. Nucl. Amer. Cos.“, 1962, v. 5, № 1, pp. 89—90.

7. Mac Taggart M. H. Measurement of neutron flux long counter.—  
„Nucl. Sci. and Techn.“, 1961, v. 14, p. 212—214.

8. Ryves T. B., Harden D. Fast neutron capture in water.—„Journ. Nucl.  
Energy“, 1965, v. 19, pp. 607—619.

9. Murphey W. H. The correction factor for fast neutron.—„Nucl. Instr.  
Meth.“, 1965, v. 37, pp. 13—22.

10. Фоминых В. И. Создание и исследование образцового «всеволнового»  
полиэтиленового счетчика ВНИИМ.—«Труды ВНИИМ», вып. 89(149), М.—Л.,  
Изд-во стандартов, 1967, с. 102—120.

11. Тюфяков Н. Д., Штань А. С., Аскевич В. С. и др. Исследование спек-  
тральных характеристик нейтронных источников на основе  $Pu^{238}$ ,  $Cm^{244}$ ,  $Cf^{252}$ .—  
«Радиационная техника», вып. 5, 1970, с. 90—91.

Поступила в редакцию  
17.10.1972 г.

## II. СПЕКТРОМЕТРИЯ ИЗЛУЧЕНИЙ И ДРУГИЕ ВОПРОСЫ

УДК 539.122.164.074.3 : 621.318.3

В. В. СКОТНИКОВ, М. Ф. ЮДИН, В. А. ЮДИН  
ВНИИМ

### МАГНИТНЫЙ СПЕКТРОМЕТР ПАР ВНИИМ

Фотонное излучение энергий от 5 до 50 МэВ, возникающее при торможении электронов в мишенях ускорителей, широко применяется в научных исследованиях, промышленности и медицине. Согласно данным МАГАТЭ [1], только в медицинских учреждениях мира в настоящее время работает около 280 бетатронов и линейных ускорителей. Необходимость точного измерения характеристик пучков тормозного излучения требует создания метрологической системы, обеспечивающей единообразие и правильность измерений в указанной области.

Описываемый магнитный спектрометр пар предназначен для воспроизведения размеров единиц основных характеристик пучка тормозного излучения.

Традиционные методы измерения таких характеристик пучка, как поток энергии и интенсивность, являются интегральными по энергетическому распределению фотонов. Использование их для детального анализа взаимодействия фотонов с веществом основано на предположении, что энергетический спектр фотонов может быть рассчитан с погрешностью  $\pm 2\%$  [2]. В процессе формирования пучка часто возникают искажения, в несколько раз превышающие погрешность расчета спектрального распределения [3]. Точное воспроизведение размеров единиц даже интегральными методами возможно только в тех случаях, если измерен спектр фотонов. Действительно, чувствительность всех интегральных методов зависит от энергии фотонов, и следовательно, размер воспроизводимой единицы будет зависеть от энергии фотонов или от характера распределения их в спектре. С другой стороны, свойства поля излучения должны описываться дифференциальными характеристиками, как это принято для распределений. Воспроизведение размеров единиц дифференциальных характеристик пучка фотонов тормозного излучения является основной функцией магнитного спектрометра пар ВНИИМ.

Парный магнитный спектрометр для измерения энергии фотонов был предложен в 1939 г. Джелеповым [4]. В магнитном спектрометре пар энергии фотонов  $E_\gamma$  определяется по значению индукции магнитного поля  $B$ , в котором происходит движение компонент пары, и сумме радиусов кривизны их траекторий.

$$E_{\gamma} = \sqrt{(2,968Brc)^2 + m_0^2c^4} - m_0c^2, \quad (1)$$

где  $m_0c^2$  — энергии покоя электрона в МэВ;  $B$  измерено в Т,  $r$  —  $r_r$ , м;  $E_{\gamma}$  — в МэВ.

Регистрация фотонов производится по совпадениям во времени импульсов, образуемых в детекторах, при прохождении через них компонент пар. Эффективность регистрации  $\eta(E_{\gamma})$ , как отношение скорости счета совпадений  $n(E_{\gamma})$  к числу фотонов данной энергии, падающих на радиатор в единицу времени  $N(E_{\gamma})$ , является одной из основных характеристик прибора

$$\eta(E_{\gamma}) = \frac{n(E_{\gamma})}{N(E_{\gamma})}. \quad (2)$$

При абсолютных измерениях эту величину вычисляют, исходя из сечения образования пар и апертуры диафрагм детекторов.

У некоторых спектрометров [5, 6, 7] энергетическое разрушение достигает нескольких десятых процента при эффективности регистрации  $10^{-7}$ — $10^{-8}$  в диапазоне энергий фотонов 3—20 МэВ.

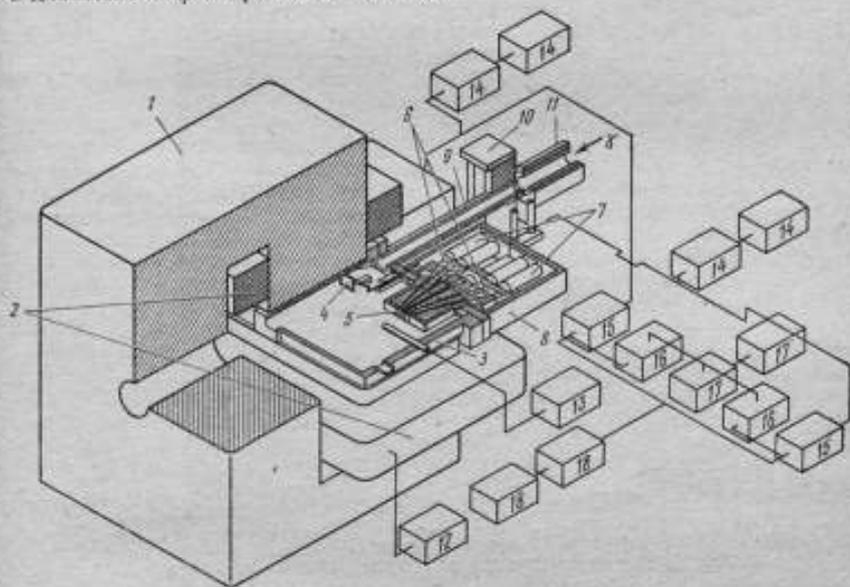


Рис. 1. Схема магнитного спектрометра пар

1 — ярмо магнита; 2 — обмотка магнита; 3 — вакуумная камера; 4 — радиатор; 5 — узел диафрагмы и кристаллов; 6 — световоды; 7 — фотоэлектронные умножители; 8 — экран блока ФЭУ; 9 — входной вакуумный патрубок; 10 — постоянный магнит; 11 — коллиматор спектрометра; 12 — система стабилизации тока магнита; 13 — измеритель магнитной индукции; 14 — блоки совпадений и фона; 15 — блок питания ФЭУ; 16, 17 — блоки питания регистрирующего устройства.

Схема магнитного спектрометра пар ВНИИМ представлена на рис. 1. Вид спектрометра со стороны откачного поста показан на рис. 2. Высокая эффективность спектрометра ( $\sim 10^{-4}$  для энергий фотонов 20 МэВ) обеспечивается, во-первых, относительно большой рабочей площадью радиатора ( $\sim 10$  см<sup>2</sup>), что достигнуто за счет применения  $180^\circ$  отклонения компонент пар, и, во-вторых, применением многоканальной регистрации, которая увеличивает используемый угол вылета компонент пар примерно в 10 раз. Кроме того, для повышения эффективности в качестве детекторов использова-

лись пластиковые сцинтилляторы с малым временем высвечивания ( $\sim 1,9 \cdot 10^{-9}$  с), изготовленные из твердого трехпроцентного раствора *p*-терфенила в полистироле. Все эти меры обеспечили максимальную загрузку на один канал ( $5 \cdot 10^8$  имп/с), т. е. позволили измерять интенсивность фотонного излучения, достигающую  $\sim 2 \cdot 10^4$  Вт/м<sup>2</sup> (при энергии фотонов 20 МэВ).

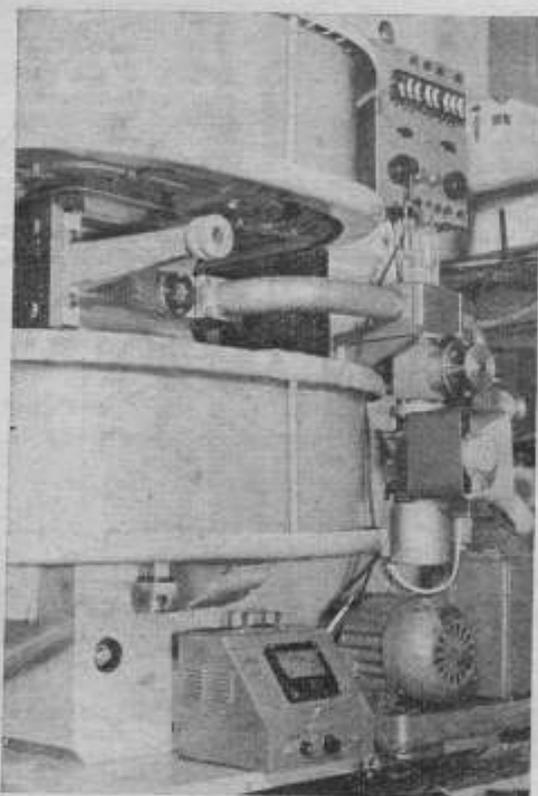


Рис. 2. Вид спектрометра со стороны откачного поста

Двадцать сцинтилляторов, представляющих собой усеченные пирамиды размером  $6 \times 50$  мм<sup>2</sup> у нижнего и  $4,5 \times 50$  мм<sup>2</sup> у верхнего основания, собраны в два узла: один — для регистрации позитронов, другой — электронов. Расстояние между осями сцинтилляторов в каждом узле составляет 10 мм.

Энергетическое разрешение спектрометра, определяемое базой  $\sim 240$  мм, шириной щели диафрагмы 2,5 мм, толщиной щечек диафрагмы 6 мм и составляет  $\sim 0,5\%$ .

Магнитное поле спектрометра создается магнитом СП-25Г с воздушным охлаждением и прямоугольными полюсами размером  $350 \times 700$  мм<sup>2</sup> при зазоре 80 мм. Питание магнита осуществляется от регулируемого трехфазного тиристорного выпрямителя, обеспечивающего длительную стабильность тока —  $0,02\%$ .

Индукция магнитного поля измеряется методом ядерного магнитного резонанса.

Вакуумная камера спектрометра изготовлена из нержавеющей стали, радиатор платиновый толщиной 5 мкм. Для определения фона служит подвижная рамка, позволяющая выводить радиатор из зоны пучка фотонов без нарушения вакуума в камере. Разрежение в камере создается системой, состоящей из диффузионного насоса НВО-40 и форвакуумного насоса ВН-491. Давление в камере составляет  $10^{-10}$  Н/м<sup>2</sup>.

Регистрация компонент пар осуществляется сцинтилляторами, приведенными в оптический контакт с фотокатодами ФЭУ-36 посредством длинных (~300 мм) световодов из авиационного органического стекла.

Совпадения регистрируются двумя матрицами, ячейки которых построены по схеме Фишера — Маршалла [9]. При этом одна из матриц регистрирует совпадения фона и эффекта, а другая — только фоновые совпадения благодаря сдвигу импульсов от позитронов на время ~10 нс. Счетные ячейки по всем одиннадцати каналам построены на декатронах и имеют емкость 10000. Схема обеспечивает автоматическую остановку при наборе 10000 импульсов в любом из каналов.

Магнит, установленный на платформе, обеспечивает юстировку спектрометра по оси пучка излучения, а также поперечное и угловое перемещение порядка  $\pm 100$  мм и  $\pm 5^\circ$  соответственно.

Спектрометр имеет коллимирующую систему с набором диафрагм от 5 до 20 мм. Входное окно камеры спектрометра, изготовленное из алюминия толщиной 0,2 мм, расположено на расстоянии ~800 мм от радиатора и является торцовым фланцем длинного прямоугольного патрубка. Снаружи патрубка установлен постоянный магнит, в поле которого заряженные частицы, образовавшиеся во входном окне, отклоняются и попадают на стенки патрубка, не достигнув радиатора.

Как показали предварительные исследования, магнитный спектрометр пар может быть использован для точных измерений дифференциальных характеристик пучка тормозного излучения.

## ЛИТЕРАТУРА

1. Комар Е. Г. Применение ускорителей заряженных частиц в народном хозяйстве и медицине. — «Труды Всесоюзного научно-технического совещания по использованию ускорителей в народном хозяйстве и медицине», 1—3 февраля 1971 г., Л., с. 1—12.
2. *Methods of Experimental Physics*, L. Morton, ed.—in.—chief.—, *Nucl. Phys.*, Part A, T, New-Jork—London, Acad. press, 1963, pp. 68—117.
3. Богданкевич О. В., Николаев Ф. А. Работа с пучком тормозного излучения, М., Атомиздат, 1964, 247 с. с ил.
4. Джеленов Б. С. Новый метод измерения энергии жестких  $\gamma$ -лучей. ДАН СССР, 1939, т. 23, с. 25—28.
5. Terrell T. Gamma—Rays from  $\text{Be}^8$  ( $\alpha, n$ )<sup>+</sup>—, *Phys. Rev.*, 1950, v. 80, № 6, pp. 1076—1080.
6. Batholomew G. A., Kinsey B. B. The Measurement of Energies and Intensities of  $\lambda$ —Rays with a Pair Spectrometer.—, *Can. Journ. of Phys.*, 1953, v. 31, pp. 537—576.
7. Бугров Н. А., Давилян Г. В., Долбилкин Б. С. и др. Сечение поглощения  $\gamma$ -квантов ядрами в области гигантского резонанса. — ЖЭТФ, 1962, вып. 1(7), с. 12—15.
8. Санин А. А. Электронные приборы ядерной физики. Гостехиздат, 1961, 615 с. с ил.

Поступила в редакцию  
29.12.1971 г.

ИССЛЕДОВАНИЕ БЕТА-СПЕКТРОМЕТРА С ПОЛУПРОВОДНИКОВЫМ  
ДЕТЕКТОРОМ С ПОМОЩЬЮ ОБРАЗЦОВЫХ ИСТОЧНИКОВ  
КОНВЕРСИОННЫХ ЭЛЕКТРОНОВ

В научных исследованиях и в метрологической практике широко применяются  $\beta$ -спектрометры с полупроводниковым детектором. Наилучшим энергетическим разрешением обладают магнитные  $\beta$ -спектрометры, однако они имеют ограниченную область использования. Бета-спектрометры с полупроводниковым детектором обладают значительно большей светосилой по сравнению с магнитными спектро-

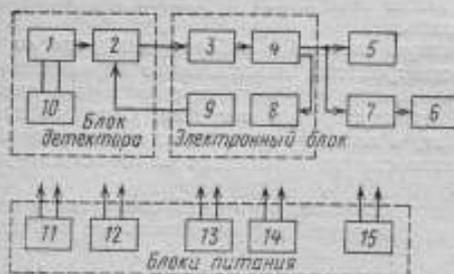


Рис. 1. Блок-схема установки с полупроводниковым детектором для исследования спектров излучения образцовых источников конверсионных электронов 1—полупроводниковый детектор; 2—предусилитель; 3—основной усилитель; 4—формирователь импульсов и экспандер; 5—осциллограф; 6—блок автоматической печати БЗ-15; 7—анализатор импульсов АИ-256; 8—измеритель нестабильности амплитуды импульсов; 9—генератор импульсов стабильной амплитуды; 10—вакуумная система; 11—блок источника питания полупроводникового детектора; 12—источник питания БН-35; 13, 14—источник питания тира ВС-25; 15—источник питания БСН-6,3

ностью знать схему распада радионуклида, коэффициенты внутренней конверсии, энергию моноэнергетических электронов.

Для исследования спектральных характеристик образцовых спектрометрических источников конверсионных электронов был создан  $\beta$ -спектрометр с кремниевым диффузионно-дрейфовым детектором (рис. 1). С помощью образцовых спектрометрических источников конверсионных электронов  $^{137}\text{Cs}$  и  $^{207}\text{Bi}$  были исследованы следующие характеристики  $\beta$ -спектрометра: временная нестабильность положения максимума амплитудного распределения импульсов от источника конверсионных электронов, энергетическое разрешение  $\beta$ -спектрометра, собственное энергетическое разрешение полупроводникового детектора и электронной части, нелинейность градуировочной характеристики  $\beta$ -спектрометра.

Временная нестабильность положения максимума амплитудного распределения импульсов определялась следующим образом: регистрировался спектр от источника конверсионных электронов  $^{137}\text{Cs}$  и определялось положение мак-

симума с магнитными спектрометрами и имеют лучшее энергетическое разрешение, чем спектрометры со сцинтилляционными и газовыми детекторами [1]. Использование их в метрологии  $\beta$ -излучения позволяет определять энергетические спектры образцовых источников, чистоту исходного радиоактивного вещества при изготовлении источников, природу радиоактивного загрязнения рабочих поверхностей. Без исследования энергетических спектров излучения источников нельзя решать основные проблемы, связанные с развитием экспериментальных методов, используемых в метрологии ионизирующих излучений.

Для градуировки и поверки  $\beta$ -спектрометров применяются образцовые источники конверсионных электронов. Основными характеристиками их являются активность нуклида и спектральный состав излучения, необходимо также с достаточной точ-

симумов амплитудного распределения по анализатору импульсов АИ-256. При этом калибровка шкалы анализатора составляла 1,5 кэВ/канал. Время набора числа импульсов составляло 15 мин. Измерения велись в течение 7 ч. Число импульсов в максимуме L-линии  $^{137}\text{Cs}$  при каждом измерении составляло  $\sim 1000$ . Одновременно подавались контрольные импульсы от генератора стабильной амплитуды. Полученные результаты сведены в таблицу.

Выбирая максимальное среднее квадратическое отклонение, равное  $\pm 0,7$  канала и округляя его до целого числа (до 1), получаем окончательно временную нестабильность установки за 7 ч, равную  $\pm 1,5$  кэВ, или 0,24% по отношению к энергии K-линии  $^{137}\text{Cs}$ , равной 624 кэВ.

В определении разрешающей способности использовались образцовые спектрометрические источники конверсионных электронов  $^{137}\text{Cs}$  и  $^{207}\text{Bi}$ . Применение источника  $^{207}\text{Bi}$  очень удобно, поскольку наличие спектра с таким количеством фиксированных значений энергий моноэнергетических конверсионных электронов (482, 550, 975, 1048 кэВ) позволяет сразу же калибровать шкалу анализатора в кэВ/канал [2]. На рис. 2 показан спектр  $^{207}\text{Bi}$  при охлаждении детектора до 130 К. Энергетическое разрешение для K-линии  $^{207}\text{Bi}$  (975 кэВ) составляет

Положение максимумов амплитудного распределения (номер канала анализатора)

K-линия $^{137}\text{Cs}$	L-линия $^{137}\text{Cs}$	Пик от генератора
121	142	96
121	142	97
121	142	96
120	142	96
122	143	97
120	143	97
121	142	97
Среднее положение 120,8	142,3	96,6
Среднее квадратическое отклонение (в каналах) $\pm 0,7$	$\pm 0,5$	$\pm 0,6$
Среднее квадратическое отклонение (в кэВ) $\pm 1,1$	$\pm 0,8$	$\pm 0,9$

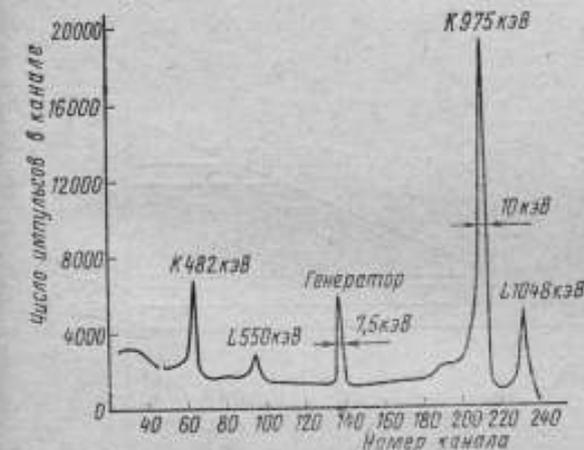


Рис. 2. Спектр электронов конверсии  $^{207}\text{Bi}$ , снятый с присоединенным генератором полупроводниковым детектором при Т-130К, давлении 0,04 Н/м<sup>2</sup>,  $U_d=240$  В;  $\tau_U=\tau_d=2$  мкс

10 кэВ. Для L-линии (624 кэВ) энергетическое разрешение составляет 9 кэВ.

Энергетическое разрешение является важнейшей характеристикой полупроводникового детектора. Качественный анализ спектрометрических свойств полупроводникового детектора можно провести по другим его параметрам (глубине чувствительной области вольт-амперная характеристика и т. д.), однако энергетическое разрешение является наиболее объективной и полной характеристикой.

При спектрометрировании конверсионных электронов шкала амплитудного анализатора калибруется в кэВ/канал.

На детектор подается напряжение такой величины, чтобы пробег в кремнии не превышал глубины чувствительной области детектора.

Собственное энергетическое разрешение детектора определяется по формуле

$$\eta_D = \sqrt{\eta_{D+эл}^2 - \eta_{эл}^2}$$

где  $\eta_{D+эл}$  — энергетическое разрешение  $\beta$ -спектрометра;  $\eta_{эл}$  — энергетическое разрешение электронной части  $\beta$ -спектрометра.

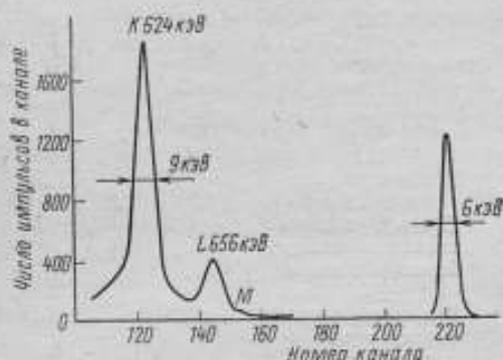


Рис. 3. Спектр электронов конверсии  $^{137}\text{Cs}$ , снятый генератором при отсоединенном полупроводниковом детекторе при  $T = 130$  К; давлении  $0,04$  Н/м $^2$ ;  $U_d = 240$  В;  $\tau_U = \tau_x = 2$  мкс

формуле. Для полупроводникового детектора, составляет  $\eta_D = \sqrt{9^2 - 6^2} = 7$  кэВ.

Для определения  $\eta_{эл}$  на вход зарядочувствительного преобразователя подаются импульсы от генератора стабильной амплитуды. Измерения проводятся с мезовой входной емкостью (детектор отключен). Определение  $\eta_{эл}$  проводится путем обработки спектра амплитудного распределения импульсов от генератора стабильной амплитуды, аналогичного спектру от источника конверсионных электронов.

Как видно из рис. 2 и 3,  $\eta_{эл}$  составляет 6 кэВ. Зная энергетическое разрешение  $\beta$ -спектрометра, можно определить собственное энергетическое разрешение полупроводникового детектора по выше приведенной охлажденного до 130 К, оно

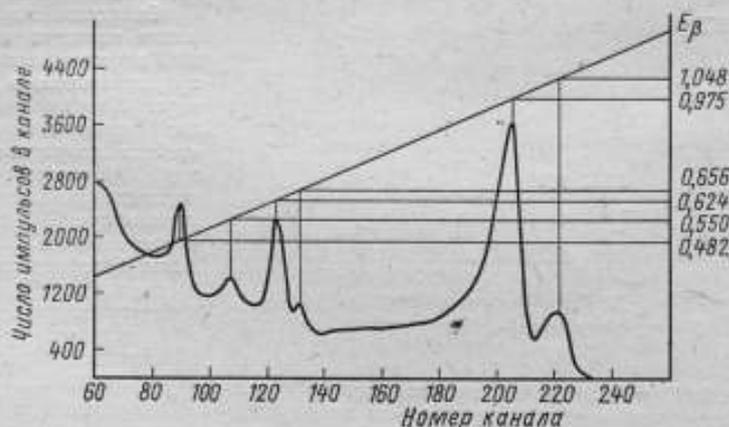


Рис. 4. Спектр электронов конверсии  $^{137}\text{Cs}$  и  $^{207}\text{Bi}$ , снятый кремниевым  $n-i-p$ -детектором в условиях:  $T = 290$  К, давлении  $6,67$  Н/м $^2$ ;  $U_d = 150$  В;  $\tau_U = \tau_d = 2$  мкс

Под линейной градуировочной характеристикой  $\beta$ -спектрометра следует понимать соответствие номера канала шкалы амплитудного анализатора энергии конверсионных электронов, регистрируемых детектором.

Нелинейность градуировочной характеристики  $\beta$ -спектрометра определяется как максимальное значение отклонений действительной градуировочной характеристики от прямой линии, имеющей минимальные отклонения от измеренных значений. Очевидно, что нелинейность градуировочной характеристики спектрометра определяется соответствующей нелинейностью полупроводникового детектора и нелинейностью электронной аппаратуры.

Нелинейность электронной части спектрометра можно оценить, подавая на вход зарядочувствительного предусилителя через емкость калиброванный заряд от генератора стабильной амплитуды. Нелинейность градуировочной характеристики всего спектрометрического тракта определяется по источникам конверсионных электронов.

Нелинейность градуировочной характеристики, измеренная по спектрам образцовых источников конверсионных электронов  $^{137}\text{Cs}$  и  $^{207}\text{Bi}$ , составляет  $\pm 2$  кэВ. Совмещенный спектр образцовых источников конверсионных электронов  $^{137}\text{Cs}$  и  $^{207}\text{Bi}$  показан на рис. 4.

В результате выполненной работы были получены следующие параметры  $\beta$ -спектрометра с полупроводниковым детектором:

Энергетическое разрешение для $K$ -линии $^{137}\text{Cs}$ (624 кэВ), кэВ . . . . .	9
Нелинейность градуировочной характеристики, кэВ . . . . .	не более $\pm 2$ кэВ
Временная нестабильность положения максимума амплитудного распределения импульсов, кэВ . . . . .	не более $\pm 1,5$ за 7 ч

Следует отметить, что при использовании в зарядочувствительном предусилителе полевых транзисторов на данном спектрометре можно получить еще более высокое энергетическое разрешение.

## ЛИТЕРАТУРА

1. Goulding F. S. Semiconductor Detectors—Their properties and applications.—„Nucleonics”, 1964, v. 22, № 5, pp. 54—61.
2. Rao P. V., Wood R. E., Palms J. M., Fink R. W. Electron—Capture Decay of  $\text{Bi}^{207}$ : L—Subshell Fluorescence yields and Coster—Kronig Transition Probabilities of Pb.—„Phys. Rev.”, 1969, v. 178, № 4, pp. 1997—2006

Поступила в редакцию  
8.03.1972 г.

УДК 621.373.444 : 539.1.074.55

А. А. МАКОВИЧ  
ВНИИМ

## ГЕНЕРАТОР ИМПУЛЬСОВ СТАБИЛЬНОЙ АМПЛИТУДЫ ДЛЯ СПЕКТРОМЕТРА С ПОЛУПРОВОДНИКОВЫМ ДЕТЕКТОРОМ

При измерении и проверке основных характеристик спектрометрических установок (коэффициента усиления, линейности амплитудной характеристики, динамического диапазона, стабильности и т. д.) необходимо использовать

генератор импульсов точной и стабильной амплитуды со стабильностью не менее 0,1% [1]. Однако выпускаемые промышленностью генераторы имеют стабильность амплитуды выходных сигналов порядка 1% при погрешности установки амплитуды импульсов  $\pm 1,5\%$ .

В настоящее время в генераторах, применяемых в спектрометрических установках, стабилизация амплитуды выходных импульсов осуществляется одним из следующих методов [2—6]:

методом, основанным на применении ртутного прерывателя, с помощью которого производится включение в цепь нагрузки источника стабильного и точного напряжения [1], либо поочередный заряд и разряд конденсатора [6] от стабильного регулируемого источника напряжения постоянного тока;

методом, основанным на импульсном управлении электронным стабилизатором [4];

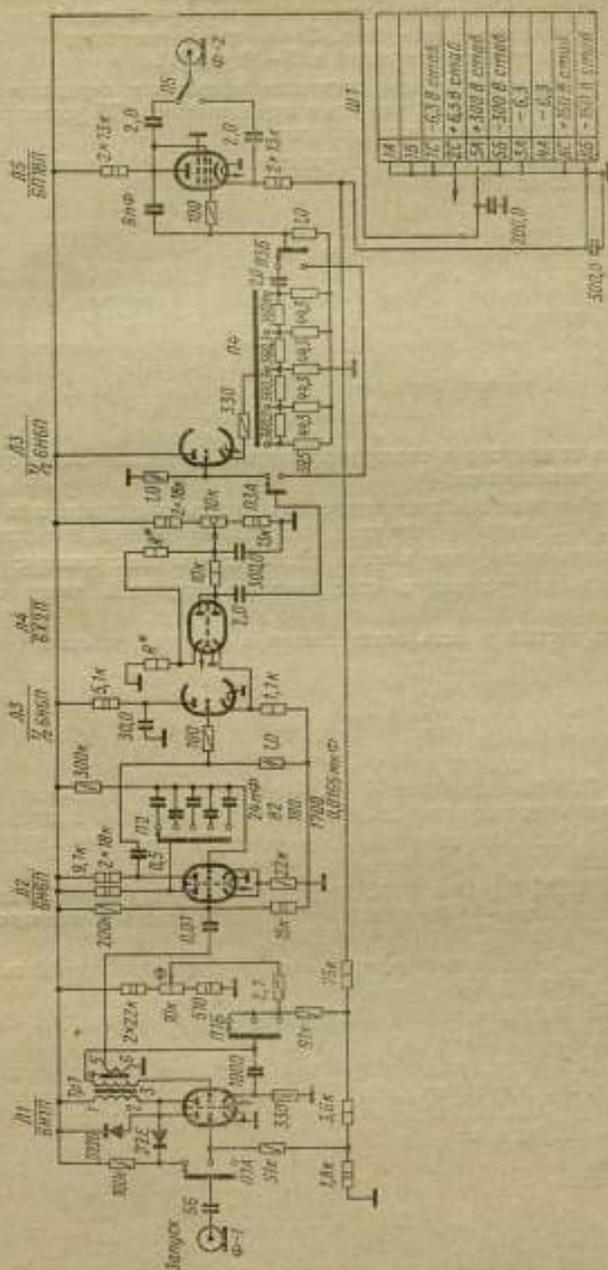
методом, основанным на коммутации анодного тока в электронной лампе с предварительным точным измерением падения напряжения на анодной нагрузке [1, 2];

методом двойного диодного ограничения [3].

Однако недостатки этих методов не позволяют использовать их при разработке генераторов, предназначенных для работы в спектрометрах с полупроводниковыми детекторами, так как в этих генераторах, наряду с высокой стабильностью амплитуды выходных сигналов порядка 0,1%, необходимо получить импульсы длительностью в несколько микросекунд и амплитуду, изменяющуюся от 100 мкВ до 100 В. Широкий диапазон амплитуд выходных сигналов объясняется тем, что минимальный сигнал, снимаемый с полупроводникового детектора, составляет несколько сотен микровольт, а максимальная амплитуда, необходимая для калибровки промышленных анализаторов импульсов, равна 100 В.

Описываемый генератор импульсов отвечает указанным выше требованиям. Стабилизация амплитуды выходных импульсов в нем осуществляется схемой последовательного диодного ограничения, которое по сравнению со схемой параллельного ограничения имеет большую стабильность и большее быстродействие.

На рисунке представлена принципиальная схема генератора импульсов стабильной амплитуды для спектрометра с полупроводниковым детектором. С помощью каскада внешнего запуска (левая половина П1) осуществляется синхронизация генератора от внешних устройств. В качестве задающего генератора (правая половина П1) использована схема блокинг-генератора с положительным смещением, обеспечивающая более высокую стабильность частоты повторения импульсов. Изменение частоты повторения импульсов производится путем выбора смещения и сопротивления в цепи сетки. В режиме самовозбуждения блокинг-генератора переключатель П1 находится в нижнем положении. Запуск генератора от внешних устройств осуществляется либо положительными импульсами (среднее положение П1), которые подаются на управляющую сетку каскада внешнего запуска и через импульсный трансформатор на сетку блокинг-генератора, либо импульсом отрицательной полярности (верхнее положение переключателя П1) по аноду. Использование каскада внешнего запуска вызвано необходимостью развязки генератора и внешних запускающих устройств. В качестве формирующего каскада используется ждущий мультипликатор с катодной связью, обеспечивающий в зависимости от положения переключателя П2 длительность импульсов 2—500 мкс. Сформированные импульсы через катодный повторитель (левая половина П3) подаются на схему последовательного диодного ограничения (правая половина П4). Напряжение ограничения приложено к аноду диода. Регулировка напряжения осуществляется потенциометром типа «слайпот» в пределах 10—100 В. Для уменьшения паразитного эффекта, заключающегося в сдвиге вольт-амперной характеристики диода при изменении температуры катода и старении лампы, в ограничитель введена компенсационная схема [7], состоящая из диода (левая половина П4) и двух сопротивлений  $R^*$ , величина которых подбирается при настройке генератора.



Импульсы положительной полярности с анода Л4 подаются либо на аттенуатор (правая половина ЛЗ), а затем на управляющую сетку инверсного каскада Л5, либо непосредственно на инверторный каскад, в котором введена стабилизация катодного тока. Такая схема повышает стабильность усиления по переменной составляющей в 5—10 раз [1].

Аттенуатор позволяет путем изменения положения переключателя П4 ослабить сигналы до 100 дБ. С помощью переключателя П5 устанавливается необходимая полярность выходных сигналов.

Выходной сигнал генератора импульсов стабильной амплитуды имеет следующие параметры:

Амплитуда, В . . . . .	10—100
Ослабление амплитуды, дБ . . . . .	100
Длительность, мкс . . . . .	2, 5, 10, 100, 500
Полярность . . . . .	положительная и отрицательная
Частота повторения, 1/с . . . . .	100—1000
Нестабильность амплитуды, % не более . . . . .	0,1
Точность установки амплитуды, % . . . . .	0,9

Применение генератора в спектрометрической установке с полупроводниковым детектором позволяет:

- 1) с высокой точностью исследовать линейность спектрометра и его основных блоков: основного усилителя, усилителя-экспандера и анализатора;
- 2) производить калибровку энергетической шкалы спектрометра;
- 3) определять разрушающую способность электронной части спектрометра;
- 4) измерять нестабильность спектрометра в процессе работы.

## ЛИТЕРАТУРА

1. Горн Л. С., Крашенинников И. С., Хазанов Б. И. и др. Электроника в спектрометрии ядерных излучений, М., Госатомиздат, 1963. 292 с. с ил.
2. Рожков В. М. Генератор импульса точной амплитуды. — ПТЭ, 1966, № 6, с. 116—119.
3. Воробьев А. А., Королев В. А. Генератор импульсов точной амплитуды и измеритель импульсов. — «Передовой научно-технический и производственный опыт ЦИТЭИ», № 11-60-5/1, 1960, с. 53—57.
4. Дражев Н. Метод получения прямоугольных импульсов стабильной амплитуды. — ПТЭ, 1961, № 2, с. 113—114.
5. Суворов В. М., Шетковский А. И. Генератор импульсов точной амплитуды. — ПТЭ, 1968, № 4, с. 112—113.
6. Приборы для регистрации ядерных излучений и их применение. Под ред. А. С. Снеда, М., Атомиздат, 1965. 463 с. с ил.
7. Бонч-Бруевич Н. М. Радиозлектроника и экспериментальной физике. М., «Наука», 1966. 768 с. с ил.

Поступила в редакцию  
29.12.1972 г.

УСТРОЙСТВО ДЛЯ РАСШИРЕНИЯ ЭНЕРГЕТИЧЕСКОГО ДИАПАЗОНА  
ШКАЛЫ АНАЛИЗАТОРА

Для исследования спектральных характеристик источников ионизирующего излучения применяются спектрометры с импульсными ионизационными камерами и полупроводниковыми детекторами. Обладая высокой разрешающей способностью, они позволяют измерять энергию в широком диапазоне с большой точностью. Однако анализаторы, имеющие 100—200 каналов и применяемые для анализа амплитудного распределения сигналов с выхода основного усилителя, не позволяют произвести такие прецизионные измерения. В связи с этим возникает необходимость расширения энергетической шкалы спектрометра. Для этого в состав спектрометрической установки включают усилитель-экспандер, выполняющий функции ограничителя и линейного усилителя. Чтобы усилитель-экспандер обладал достаточной линейностью в широком диапазоне амплитуд входного сигнала, на его вход необходимо подавать импульсы с плоской вершиной. Это требование вызвано тем, что поступающие с выхода основного усилителя сигналы имеют форму, близкую к треугольной. Если такие сигналы подать непосредственно на усилитель-экспандер, то после прохождения их через ограничитель на его выходе образуются импульсы, длительность которых изменяется в зависимости от амплитуды. В результате этого для импульсов с различной длительностью будет различное значение коэффициента усиления. Постоянства коэффициента усиления можно достичь расширением полосы пропускания усилителя, однако это усложняет спектрометр и не устраняет систематических погрешностей, возникающих при работе анализатора с импульсными сигналами треугольной формы.

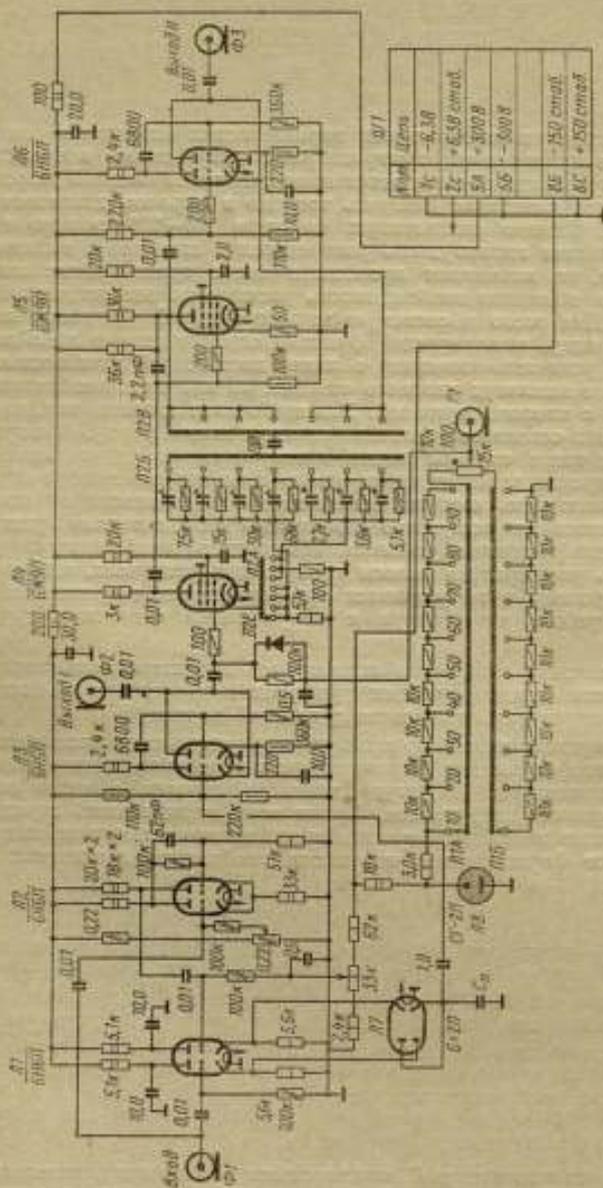
Для обеспечения линейности амплитудной характеристики спектрометрической установки между основным усилителем и усилителем-экспандером включают формирователь импульсов с плоской вершиной.

Из существующих способов формирования импульсов с плоской вершиной [1, 2] чаще всего применяют формирование на запоминающем конденсаторе, который заряжается до амплитуды входного сигнала, а через некоторый промежуток времени разряжается. Проще всего осуществлять заряд конденсатора с помощью диода. Чтобы такая схема не вносила нелинейных искажений в процессе формирования импульсов, необходимо выполнение следующего условия:

$$\tau_s \ll \tau_{\phi}$$

где  $\tau_s = R_3 C_n$  — постоянная заряда;  $\tau_{\phi}$  — длительность фронта входных импульсов;  $C_n$  — емкость запоминающего конденсатора;  $R_3 = R + r_D$  — зарядное сопротивление;  $R$  — выходное сопротивление предыдущего каскада;  $r_D$  — динамическое сопротивление диода. Для этого достаточно уменьшить либо емкость запоминающего конденсатора, либо зарядное сопротивление. Однако емкость запоминающего конденсатора не может быть меньше емкости, обусловленной монтажом схемы. Поэтому, используя в качестве запоминающего конденсатора емкость, обусловленную монтажом схемы, можно уменьшить зарядное сопротивление  $R_3$ .

Выходное сопротивление  $R$  можно свести к минимуму, используя в качестве входного каскада катодный повторитель. Таким образом, основная нелинейность схемы обуславливается только изменением динамического сопротивления диода  $r_D$ , которое незначительно.



Принципиальная схема устройства для расширения энергетического диапазона шкалы анализатора

На рисунке представлена принципиальная схема описываемого устройства. Первые каскады (*Л1, Л2, Л3, Л7*) представляют собой формирователь импульсов с плоской вершиной, а последующие (*Л4, Л5, Л6*) — усилитель-экспандер. Входной импульс поступает одновременно на катодный повторитель (левая половина *Л1*) и чувствительный одновибратор *Л2*, который срабатывает в момент начала нарастания входного импульса. Положительным импульсом одновибратора открывается нормально-запертый катодный повторитель (правая половина *Л1*), в результате чего повышается потенциал катода диода (правая половина *Л7*) и емкость  $C_n$  заряжается через диод (левая половина *Л7*) до амплитудного значения импульса. Разряд  $C_n$  происходит через диод (правая половина *Л7*) и катодное сопротивление после окончания импульса одновибратора, представляющего собой триггер Шмидта. Таким образом, на  $C_n$  формируется импульс с плоской вершиной при сохранении амплитуды входного сигнала. Через катодный повторитель *Л3* импульс подается в усилитель-экспандер.

Для ограничения входных сигналов по минимуму (ограничение снизу) на управляющей сетке первого каскада усилителя-экспандера *Л4* устанавливается отрицательное напряжение смещения. Это напряжение снимается с делителя и может изменяться «грубо» через 10 В в интервале 0—100 В с помощью переключателя *П1* и «плавно» — с помощью потенциометра. Чтобы обеспечить на делителе постоянное напряжение 100 В, в цепь питания 150 В включен стабилизатор *Л8*, номинальное напряжение горения которого составляет 108 В. Для компенсации избытка напряжения в цепь катода стабилизатора включено сопротивление 3 кОм.

Усилитель-экспандер может работать как двух- или трехкаскадный усилитель с отрицательной обратной связью [3]. Выбор режима работы обусловлен необходимостью изменения коэффициента усиления в диапазоне 2—50. Двухкаскадная схема обеспечивает коэффициент усиления в диапазоне 2—20, а трехкаскадная — в диапазоне 20—50. В первых четырех положениях переключателя *П2* схема работает как двухкаскадный [4], а в трех нижних положениях — как трехкаскадный усилитель с отрицательной обратной связью [5, 6].

Как показали исследования, применение этого устройства в спектрометре с полупроводниковым детектором позволило расширить энергетический диапазон спектра таким образом, что ширина одного канала анализатора АИ-100 составляла около 6 кэВ.

## ЛИТЕРАТУРА

1. Цитович А. П. Ядерная радиоэлектроника. М., «Наука», 1967. 535 с. с илл.
2. Горн Л. С., Крашенинников И. С., Хазанов Б. И. Электроника в спектрометрии ядерных излучений. М., Госатомиздат, 1963. 292 с. с илл.
3. Санин А. А. Электронные приборы ядерной физики. М., «Наука», 1964. 624 с. с илл.
4. Козлов В. А. Предусилитель и экспандер для спектрометра с полупроводниковым детектором. — ПТЭ, 1965, № 3, с. 107—111.
5. Федилов Б. В. Спектрометрическая установка. Труды шестой конференции по ядерной радиоэлектронике, т. 3, ч. 1. М., Атомиздат, 1965, с. 182—191.
6. Максимов Ю. С., Родионов Ю. Ф., Яванский Ю. Н. Полупроводниковые счетчики заряженных частиц из высокоомного кремния электронной проводимости. — ПТЭ, 1966, № 2, с. 55—59.

Поступила в редакцию  
29.12.1971 г.

## О РЕКОМЕНДАЦИЯХ МКРЕ 1971 г.

В июле 1971 г. Международная комиссия по радиационным единицам и измерениям (МКРЕ) в сообщении 19 опубликовала новые рекомендации по радиационным величинам и единицам [1] взятые ранее опубликованного сообщения [2]. В новом сообщении приводится определение 30 величин, применяемых для характеристики как самих ионизирующих излучений, так и процессов их взаимодействия со средой, через которую они распространяются. Указывается, что Комиссия не стремилась дать исчерпывающий перечень всех возможных радиационных величин и их единиц, а приводит определение только «центральных» величин. Сообщение 19 состоит из введения и двух разделов: «Основные величины и единицы» и «Величины и единицы для применения в радиационной защите».

Новые рекомендации выгодно отличаются от ранее опубликованных. В них более строго определены многие величины без изменения смысла и области применения. Кроме того, введены новые величины, относящиеся к микродозиметрии и радиационной защите.

В введении указывается, что хотя Комиссия рекомендует определения в системе единиц СИ, тем не менее она продолжает одобрять существующие специальные единицы в области радиационной дозиметрии — рад, рентген, кюри и бэр.

Рассмотрим некоторые положения, изложенные в сообщении 19.

1. В рекомендациях «Фундаментальные величины и единицы» подчеркивается, что в практических случаях при наличии радиационных полей со сложным энергетическим спектром может быть определено распределение интересующей нас величины по отношению к энергии ионизирующих частиц. Интегральное (суммарное) распределение некоторой величины  $\Phi(E)$  является такой частью этой величины, которая обусловлена частицами с энергией от 0 до  $E$ . Дифференциальное распределение  $\Phi_E$  этой величины по отношению к данной энергии  $E$  является производной  $\Phi(E)$  по  $E$ .

$$\Phi_E = \frac{d\Phi(E)}{dE} \quad (1)$$

и

$$\Phi = \Phi(\infty) = \int_0^{\infty} \Phi_E dE. \quad (2)$$

В общем случае можно говорить о распределении одной величины по отношению к другой. Например, в некоторых случаях важно знать спектральное распределение поглощенной дозы относительно линейной передачи энергии.

2. Введена новая физическая величина «энергия, передаваемая при каждом акте взаимодействия», под которой понимается энергия, переданная рассматриваемой массе ионизирующими частицами при данном акте взаимодействия. Как ясно из определения, эта величина учитывает передачу энергии при отдельных актах взаимодействия и поэтому не зависит от плотности потока частиц или мощности поглощенной дозы.

3. Все радиационные величины разделены на стохастические и нестохастические. В самом деле, действие ионизирующего излучения в конкретном случае определяется реальными значениями соответствующих радиационных величин, а не их средними значениями. Эти статистические флюктуации некоторых радиационных величин и учитываются введением стохастических величин. Приведено определение трех стохастических величин.

Переданная энергия  $\epsilon$  ионизирующим излучением веществу в некотором объеме

$$\epsilon = \Sigma \epsilon_{\text{вх}} - \Sigma \epsilon_{\text{вых}} + \Sigma Q, \quad (3)$$

где  $\Sigma \epsilon_{\text{вх}}$  — сумма энергий (исключая энергию покоя) всех прямо или косвенно ионизирующих частиц, которые вошли в этот объем;  $\Sigma \epsilon_{\text{вых}}$  — сумма энергий (исключая энергию покоя) всех прямо или косвенно ионизирующих частиц, которые покинули этот объем;  $\Sigma Q$  — сумма всех выделенных энергий минус сумма всех затраченных энергий в любых превращениях ядер и элементарных частиц, которые имели место внутри рассматриваемого объема.

Удельная переданная энергия  $Z$

$$Z = \frac{\epsilon}{m}, \quad (4)$$

где  $\epsilon$  — энергия, переданная ионизирующим излучением веществу в некотором элементе объема;  $m$  — масса вещества в этом элементе объема.

В примечаниях МКРЕ к этому определению подчеркивается, что  $Z$ , являясь стохастической величиной, подчиняется законам случайных величин. Это делает необходимым применение вероятностных распределений. Значение функции распределения  $F(Z)$  определяет вероятностью того, что удельная переданная энергия  $Z'$  будет равна или меньше  $Z$

$$F(Z) = P(Z' < Z). \quad (5)$$

Плотность вероятности  $f(Z)$ , являясь производной  $F(Z)$  по  $Z$

$$f(Z) = \frac{dF(Z)}{dZ},$$

всегда включает дискретную составляющую (дельта-функцию Дирака) при  $Z=0$  для вероятности отсутствия передачи энергии. Удельная переданная энергия может быть следствием одного или многих актов передачи. Функция распределения удельной энергии, переданной в отдельном акте взаимодействия  $F_1(Z)$ , определяется условной вероятностью того, что удельная энергия  $Z'$  будет меньше или равна  $Z$ , если имеет место один акт взаимодействия

$$F_1(Z) = P(Z' < Z | \nu = 1), \quad (6)$$

где  $\nu$  — число актов взаимодействия, при которых передается энергия.

Линейная энергия  $y$

$$y = \frac{\epsilon}{\bar{d}}, \quad (7)$$

где  $\epsilon$  — энергия, переданная массе в некотором объеме за один акт взаимодействия;  $\bar{d}$  — средняя длина хорды исследуемого объема.

В комментариях к этому определению разъясняется, что под средней длиной хорды некоторого объема следует понимать среднюю длину случайно ориентированных хорд в этом объеме. Для выпуклого тела  $\bar{d} = 4 \frac{V}{S}$ , где  $V$  — объем;  $S$  — площадь поверхности [3]. Обычно в формулировках ограничиваются сферическими объемами, и аналогичная величина  $Y$  определяется как частное от  $\epsilon$  на диаметр сферы. В этом случае  $y = \frac{3}{2} Y$ . В примечаниях к этому определению подчеркивается различие между стохастической величиной  $y$  и нестохастической величиной — линейной передачей энергии. Последняя величина применима к отдельным элементам дифференциального трека заряженной частицы и должна определяться по всем расстояниям, которые являются малыми по сравнению с пробегом прямо ионизирующих частиц.

в то время как линейная энергия  $y$  определяется безотносительно структуры трека и поэтому применима даже тогда, когда пробег меньше  $\bar{d}$ .

4. Введена новая физическая постоянная для характеристики радиоактивных нуклидов, испускающих фотоны, взамен удельной гамма-постоянной.

Как известно, мощность экспозиционной дозы, создаваемая тем или иным нуклидом, испускающим фотонное излучение, изменяется с расстоянием в результате действия закона обратных квадратов (геометрический фактор) и ослабления излучения воздухом на пути распространения излучения от нуклида до рассматриваемой точки (физический фактор). Под гамма-постоянной обычно понималось отношение мощности экспозиционной дозы, создаваемой фотонным излучением нуклида точечного источника на расстоянии 1 м к активности этого нуклида [4]. Поэтому всегда вызвала возражение рекомендация МКРЕ применять гамма-постоянную нуклида как некоторую его постоянную, для чего ее приходилось искусственно умножать на квадрат расстояния ( $l^2$ ).

Введение новой постоянной экспозиционной дозы  $\Gamma_0$  радиоактивного нуклида, испускающего фотоны, определенное уравнением (8), исключает необходимость применения для этих целей гамма-постоянной.

$$\Gamma_0 = \frac{I^2}{A} \left( \frac{dD_0}{dt} \right)_l, \quad (8)$$

где  $\left( \frac{dD_0}{dt} \right)_l$  — мощность экспозиционной дозы, создаваемая фотонами с энергией больше, чем  $\delta$ , на расстоянии  $l$  от точечного источника этого нуклида;  $A$  — активность нуклида. Эта постоянная является некоторой характеристикой радионуклида  $n$ , строго говоря, определена для идеального точечного источника.

В источнике конечных размеров будет иметь место ослабление и рассеяние излучения и может возникнуть аннигиляционное излучение и внешнее тормозное излучение. Выбор значения  $\delta$  зависит от применения. Рекомендуется выражать  $\delta$  в кэВ.

Во втором разделе сообщения 19 рассматриваются величины и единицы, рекомендуемые для применения в области радиационной защиты. Помимо эквивалентной дозы, дано определение двух новых величин — «показателя поглощенной дозы» и «показателя эквивалентной дозы». Рассмотрим вторую величину. Если придраться к строгому переводу, то термин «the dose equivalent» означает «дозовый эквивалент». Тогда возникает вопрос — дозовый эквивалент чего?, какой величины? На самом деле, обсуждается вопрос о введении величины, которая учитывала бы, в первую очередь, биологическую эффективность различных видов ионизирующего излучения, т. е. об учете различных эффектов воздействия излучения при одинаковом значении поглощенной дозы. Поэтому более правильно говорить о значении эквивалентных доз различных видов излучения при равенстве поглощенных доз этих видов излучения [5]. В связи с этим представляется более целесообразным введение термина «the equivalent dose» с переводом его как «эквивалентная доза».

Определение эквивалентной дозы, данное в рекомендациях МКРЕ 1971 г., выгодно отличается от определений, рекомендованных МКРЕ в более ранних сообщениях [2, 6], хотя и оно, по нашему мнению, не является оптимальным. В рассматриваемой рекомендации (1971 г.), как и в более ранних сообщениях МКРЕ по этому вопросу, совершенно справедливо указывается на применение понятия об эквивалентной дозе только для области радиационной защиты, когда уровни радиационных полей лежат ниже или находятся в пределах максимально допустимых уровней облучения, и рекомендации не должны применяться для случайных высоких уровней облучения.

В рекомендациях 1971 г. эквивалентная доза в рассматриваемой точке ткани определяется как \*

$$D_{\text{экв}} = DkN, \quad (9)$$

где  $D$  — поглощенная доза в этой точке;  $k$  — коэффициент качества излучения;  $N$  — произведение любых других соответствующих коэффициентов.

Значение коэффициента качества в зависимости от линейной передачи энергии в воде приведено в табл. 1.

В разъяснениях к этому определению указывается, что  $N$  — произведение таких множителей, которые учитывают распределение поглощенной дозы в пространстве и времени. Исходя из смысла предыдущих рекомендаций МКРЕ, очевидно, что ватеры настоящих рекомендаций предполагают, что дозиметристы, занимающиеся контролем радиационных уровней, будут заниматься еще не свойственными им функциями, а именно: установлением временного распределения поглощенных организмом радионуклидов и расчетом распределения поглощенных доз в организме. Очевидно, что эти вопросы скорее относятся к радиобиологии, чем к области радиационной защиты, ибо для учета временного распределения концентрации внутренне-поглощенных радионуклидов в организме человека, помимо времени поступления радионуклидов в организм, надо учитывать полупериод их выведения из организма, т. е. заниматься вопросами, не относящимися к радиационной защите. В этом заключается основной недостаток рассматриваемого раздела рекомендаций.

Совершенно правильно указание МКРЕ для внешних источников излучения  $N$  принимать равным единице. Это значит, что в этом случае эквивалентная доза является физической величиной, так как она определяется произведением двух физических величин — поглощенной дозы и коэффициента качества [7].

В случае облучения смешанным излучением должно применяться среднее значение коэффициента качества, определяемое уравнением

$$\bar{k} = \frac{1}{D} \int_0^{\infty} k D_{L_w} dZ_w, \quad (10)$$

где  $D_{L_w}$  — дифференциальное распределение поглощенной дозы по линейному коэффициенту передачи энергии.

Ввиду того, что значение эквивалентной дозы в каком-либо органе редко может быть определено непосредственно и обычно выводится из результатов измерений других величин и в других местах, — для приближенной оценки максимальных значений поглощенной и эквивалентной доз, которые могут быть получены человеком в каком-либо месте радиационного поля, комиссия ввела две новые величины — «показатель поглощенной дозы» и «показатель эквивалентной дозы».

*Показатель поглощенной дозы*  $D_H$  в некоторой точке есть максимальная поглощенная доза в сфере диаметром 30 см, центрированной в этой точке и состоящей из материала, эквивалентного мышечной ткани, плотностью 1 г/см<sup>3</sup>.

*Показатель эквивалентной дозы*  $D_{\text{экв.п}}$  в некоторой точке есть максимальная эквивалентная доза в сфере диаметром 30 см, центрированной в этой точке и состоящей из материала, эквивалентного мышечной ткани плотностью 1 г/см<sup>3</sup>.

\* В рекомендациях эквивалентная доза обозначается как  $H$ , коэффициент качества излучения —  $Q$ .

Таблица 1

Линейная передача энергии в воде $L_w$ , кэВ/мкм	Коэффициент качества $k$
3,5 или меньше	1
7,0	2
23	5
53	10
175	20

Таблица 2

## Фундаментальные величины и единицы

Порядковый номер по таблице МКРЕ	Наименование величин	Символ		Единицы		Специальная единица
		Обозначение		Обозначение		
		русское	международное	русское	международное	
5	Переданная энергия <sup>1</sup>	$E$	$e$	Дж	J	г·рад
6	Средняя переданная энергия	$\bar{E}$	$\bar{e}$	Дж	J	г·рад
7	Удельная переданная энергия	$Z$	$Z$	Дж/кг	J/kg	рад
8	Поглощенная доза	$D$	$D$	Дж/кг	J/kg	рад
9	Мощность поглощенной дозы	$P$	$\dot{D}$	Дж/(кг·с)	J/(kg·s)	рад/с и т. д.
10	Перенос частиц	$\Phi_N$	$\Phi$	част/м <sup>2</sup>	particles/m <sup>2</sup>	
11	Плотность потока частиц	$\varphi_N$	$\varphi$	(част/м <sup>2</sup> ·с)	particles/(m <sup>2</sup> ·s)	
12	Перенос энергии частицами	$\Phi$	$\Psi$	Дж/м <sup>2</sup>	J/m <sup>2</sup>	
13	Плотность потока энергии (интенсивность)	$\varphi$	$\psi$	Дж(м <sup>2</sup> ·с)	J/(m <sup>2</sup> ·s)	
14	Керма	$K$	$K$	Дж/кг	J/kg	рад
15	Мощность керма	$\dot{K}$	$\dot{K}$	Дж/(кг·с)	J/(kg·s)	рад/с и т. д.
16	Экспозиционная доза	$X_0$	$X$	Кл/кг	C/kg	R(рентген)
17	Мощность экспозиционной дозы	$P_0$	$\dot{X}$	А/кг	A/kg	R/с и т. д.
18	Массовый коэффициент ослабления	$\mu/\rho$	$\mu/\rho$	м <sup>2</sup> /кг	m <sup>2</sup> /kg	
19	Массовый коэффициент передачи энергии	$\mu_{tr}/\rho$	$\mu_{tr}/\rho$	м <sup>2</sup> /кг	m <sup>2</sup> /kg	
20	Массовый коэффициент поглощения энергии	$\mu_{en}/\rho$	$\mu_{en}/\rho$	м <sup>2</sup> /кг	m <sup>2</sup> /kg	
21	Полная массовая тормозная способность	$s/\rho$	$s/\rho$	$\frac{\text{Дж} \cdot \text{м}^2}{\text{кг}}$	$\frac{\text{J} \cdot \text{m}^2}{\text{kg}}$	
22	Линейная передача энергии	$L_d$	$L_d$	Дж/м	J/m	кэВ/мкм
23	Линейная энергия	$y$	$y$	Дж/м	J/m	кэВ/мкм
24	Средняя энергия ионизации <sup>2</sup>	$w$	$W$	Дж	J	эВ
26	Активность <sup>3</sup>	$A$	$A$	расп·с <sup>-1</sup>	s <sup>-1</sup>	Ки(кюри)
27	Постоянная мощности экспозиционной дозы	$\Gamma_d$	$\Gamma_d$	$\frac{\text{Кл} \cdot \text{м}^2}{\text{кг}}$	$\frac{\text{C} \cdot \text{m}^2}{\text{kg}}$	Rm <sup>2</sup> (ч. Ки)

Примечания: 1. Под первыми четырьмя номерами приведено определение четырех терминов.

2. Единицей измерения средней энергии ионизации в системе СИ следует считать Дж/Кл, а специальной единицей — эВ на пару ионов [8].

3. Под номером 25 приведено определение нуклида.

В качестве мышечной ткани рекомендуется следующий состав: 76,2% O; 11,1% C; 10,1% H и 2,6% N. Указывается, что следами элементов, которые обычно не считаются важными для дозиметрических целей, пренебрегают.

Эти представления применимы для всех видов ионизирующих излучений. Можно различать составляющие сложного радиационного поля путем указания, например,  $D_n$  и  $D_{экв.л}$  — для фотонного излучения;  $D_n$ ,  $D_{экв.л}$  — для нейтронного излучения и т. д.

В рекомендациях подчеркивается, что максимальная поглощенная и максимальная эквивалентная дозы вследствие различных составляющих радиации могут встречаться в различных местах сферы. Отсюда  $D_n$  и  $D_{экв.л}$  для радиационного поля как целого обычно меньше суммы значений их составляющих.

Указанные представления о показателях рекомендуется применить, когда о радиационном поле ничего не известно или известно очень мало (например, в космическом пространстве или в окружении ускорителей при очень высоких энергиях). В этом случае  $D_n$  и  $D_{экв.л}$  определяются путем исследований со сферическим фантомом диаметром 30 см. Сферическая форма фантома выбрана для исключения зависимости от ориентации. Однако в том случае, когда составляющие радиационного поля известны,  $D_n$  и  $D_{экв.л}$  рекомендуется выводить по результатам измерений с помощью соответствующих приборов.

В общем случае максимальные значения коэффициента качества  $k_{max}$ , поглощенной дозы  $D_n$  встречаются в разных местах сферы, поэтому максимальное значение  $D_{экв.л}$  может отличаться от максимального значения  $D_n$ . Однако произведение  $k_{max} D_n$  является максимальной оценкой  $D_{экв.л}$ . Другие методы определения  $D_{экв.л}$  с адекватной точностью включают умножение  $D_n$  для различных компонент сложного радиационного поля на их соответствующие значения  $k_{max}$  и соответствующее суммирование.

В табл. 2 приведены фундаментальные величины и единицы, приведенные в первом разделе рекомендаций, в табл. 3 — термины и единицы для радиационной защиты.

Таблица 3

Термины и единицы для радиационной защиты

Наименование величины	Символ		Единица		Специальная единица
	Обозначение		Обозначение		
	русское	международное	русское	международное	
Эквивалентная доза*	$D_{экв}$	$H$	Дж/кг	J/kg	бэр
Показатель поглощенной дозы	$D_n$		Дж/кг	J/kg	рад
Показатель эквивалентной дозы	$D_{экв.л}$	$H_l$			бэр

\*Если понятие эквивалентной дозы применяется для внешних источников излучения или  $H$  принимается равным единице во всех других случаях, то эквивалентная доза будет равна произведению поглощенной дозы и безразмерного коэффициента, учитывающего качество излучения, тогда единицей «СИ» эквивалентной дозы и показателя эквивалентной дозы будет Дж/кг, а специальной единицей рад.

Как видно из табл. 2, в перечне центральных единиц не приведены широко применяемые в нашей стране величины «поток частиц» и «поток энергии частиц» с их единицами частиц/с и Дж/с или Вт.

## ЛИТЕРАТУРА

1. ICRU, Report 19, „Radiation Quantities and Units“, USA, Washington D. C. 20014, 1971, p. 287.
2. ICRU, Report 11, „Radiation Quantities and Units“, USA, Washington D. C. 20014, 1968, p. 301.
3. Kendall M. G., Moran P. A. P. Geometrical Probability Hafner Publishing Company, USA, New-York, 1963, pp. 38—63.
4. Юдин М. Ф. О так называемой «гамма-постоянной». — «Труды метрологических институтов СССР», вып. 89(149), М.—Л., Изд-во стандартов, 1967, с. 83—86.
5. Юдин М. Ф. Эквивалентная доза и единицы ее измерения. — «Измерительная техника», 1966, № 11, с. 15—17.
6. ICRU, Report 10a, „Radiation Quantities and Units“, USA, NBS.— „Handbook“, 1962, N 84, p. 278.
7. Госг 12631-67 «Коэффициент качества ионизирующих излучений, М.—Л., Изд-во стандартов, 1968, 121 с.
8. Юдин М. Ф. Дозиметрия фотонного излучения, М.—Л., Изд-во стандартов, 1970, 319 с.

Поступила в редакцию  
12.02.1972 г.

УДК 621.039.84.089.6

*Н. М. БАСАРГИНА, В. Н. КАРМАЛИЦЫН*  
ВНИИМ

### К ВОПРОСУ СОЗДАНИЯ ОБРАЗЦОВЫХ СРЕДСТВ ПОВЕРКИ РАДИОИЗОТОПНЫХ ТОЛЩИНОМЕРОВ

Для непрерывного контроля поверхностной плотности (толщины) листовых материалов и автоматического регулирования ее в ходе технологического процесса в бумажной, химической, металлургической и других отраслях промышленности широко применяются радиоизотопные толщиномеры. Однако в настоящее время нет единых критериев оценки точности, единых методик и средств поверки этих приборов. Поскольку принцип действия радиоизотопных толщиномеров основан на взаимодействии ионизирующего излучения с веществом, то с помощью их фактически измеряется не толщина материала (в единицах длины), а масса вещества, отнесенная к единице площади ( $г/м^2$ ) — так называемая поверхностная плотность (толщину можно рассчитать по известной плотности материала). С целью обеспечения единства измерений в этой области ведутся работы по созданию образцовых мер поверхностной плотности, а пока в качестве их используются рабочие меры, изготавливаемые и аттестуемые метрологическими службами предприятий-изготовителей радиоизотопных толщиномеров. Авторами проведено исследование этих мер с целью получения рекомендаций для их изготовления. Аттестация рабочих мер поверхностной плотности обычно производится по результатам измерения массы и линейных размеров. Для этого образец вырубает специальным штампом, взвешивают, помещают в рамку и определяют среднее значение поверхностной плотности для всей его площади.

Рабочие площади детекторов, используемых в радиоизотопных толщиномерах, до сих пор не стандартизованы, поэтому рабочие меры изготавливаются большой площадью ( $100 см^2$ ) с тем, чтобы они были пригодны для любого толщиномера. Однако в большинстве случаев используется только небольшая часть всей площади меры. Поскольку получено среднее для всей площади зна-

чение поверхностной плотности, становится существенным влияние неравномерности распределения поверхностной плотности на точность измерений и градуировки толщиномеров. Наиболее простым и точным методом измерения неравномерности распределения поверхностной плотности мер является радиоизотопный. В работе [1] предложен метод измерения неравномерности по отклонению от параллельности прямолинейного участка схода кривой поглощения при прохождении  $\alpha$ -излучения через фольгу по сравнению с кривой поглощения, снятой без фольги-поглотителя. Однако этот метод трудно применять в широком диапазоне поверхностных плотностей. Более удобны методы, основанные на измерении поглощения излучения различными участками фольги [2, 3, 4] по изменению скорости счета импульсов или по энергетическому сдвигу пика в амплитудном спектре распределения частиц после прохождения фольги. Именно эти методы использованы в описываемых исследованиях. Для

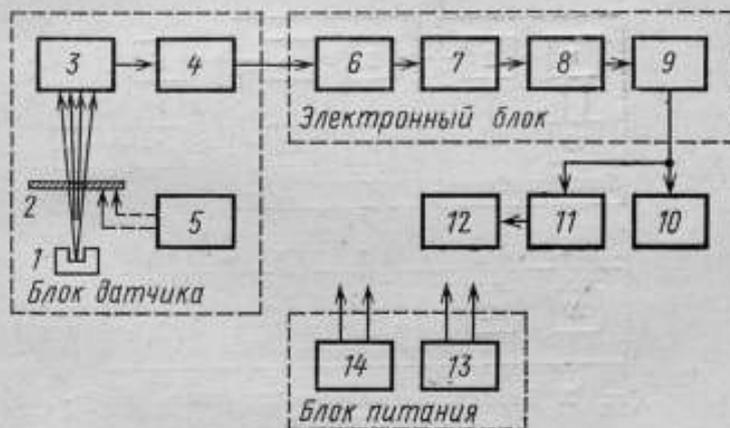


Рис. 1. Функциональная схема установки для измерения неравномерности распределения поверхностной плотности пленок по изменению скорости счета

1—источник ионизирующего излучения; 2—образцовая мера; 3—сцинтилляционный счетчик; 4—катодный повторитель; 5—устройство для автоматического перемещения образцовой меры в двух взаимно перпендикулярных направлениях; 6—неперегружающийся усилитель; 7—ограничитель нижнего уровня; 8—формирователь амплитуды импульсов; 9—ограничитель; 10—пересчетный прибор типа ПП-12; 11—измеритель скорости счета типа ИСС-3; 12—электронный потенциометр типа ЭПП-09; 13—высоковольтный выпрямитель типа ВС-22; 14—стабилизированный источник питания БЗ-1

различных диапазонов поверхностной плотности применялись радиоизотопы  $^{241}\text{Am}$ ,  $^{241}\text{Am}$ ,  $^{147}\text{Pm}$ ,  $^{204}\text{Tl}$ ,  $^{90}\text{Sr} + ^{90}\text{Y}$ , а также К-Х-излучение  $^{56}\text{Fe}$  и  $^{109}\text{Cd}$ .

Функциональная схема установки для измерения неравномерности поверхностной плотности по изменению скорости счета импульсов приведена на рис. 1. Образцы фольги или пленки в виде круга перемещаются в двух взаимно перпендикулярных направлениях. Коллимированный пучок частиц (площадь диафрагмы  $1 \text{ см}^2$ ) «просматривает» последовательно через  $1 \text{ см}$  все участки образца. Расчет неравномерности распределения поверхностной плотности производится по ослаблению излучения в образце как отношение максимального отклонения к среднеарифметическому числу импульсов, соответствующему количеству поглощенных образцом частиц или фотонов

$$K = \frac{|M| 100\%}{\sum_{i=1}^n \frac{(N_0 - N_i)}{n}}$$

где  $|M|$  — максимальное отклонение;  $N_0$  и  $N_i$  — число импульсов, зарегистрированных без образца и после прохождения  $i$ -го участка фольги;  $n$  — количество участков «просмотренных» на образце.

Другой метод измерения неравномерности распределения поверхностной плотности мер заключается в определении с помощью  $\alpha$ -спектрометра энергетического сдвига максимума в амплитудном спектре распределения импульсов  $\alpha$ -частиц [5—8]. Блок-схема полупроводникового  $\alpha$ -спектрометра для измерения пленок с поверхностной плотностью до  $50 \text{ г/м}^2$  представлена на рис. 2. В  $\alpha$ -спектрометре использованы образцовые спектрометрические  $\alpha$ -источники из  $^{239}\text{Pu}$ ,  $^{241}\text{Am}$ ,  $^{241}\text{Cm}$  и кремниевый поверхностно-барьерный детектор с рабочей площадью  $1 \text{ см}^2$ . Энергетическое разрешение  $\alpha$ -спектрометра составляет  $44 \text{ кэВ}$  для энергии  $5,15 \text{ МэВ}$ . Источник и детектор помещаются в вакуумной камере на расстоянии  $30 \text{ мм}$  друг от друга. Спектр амплитудного распределения

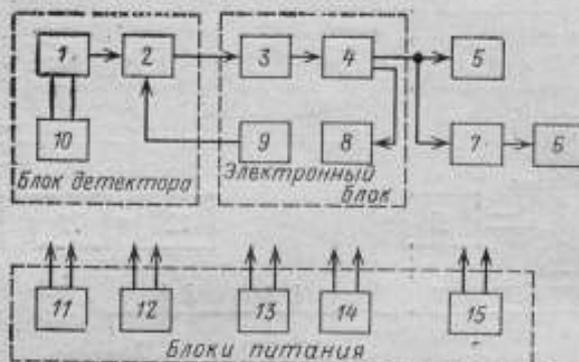


Рис. 2. Блок-схема полупроводникового альфа-спектрометра

1 — полупроводниковый детектор; 2 — предусилитель; 3 — основной усилитель; 4 — формирователь импульсов и эмплакер; 5 — осциллограф; 6 — блок автоматической печати типа БЗ-15; 7 — анализатор импульсов типа АИ-256; 8 — измеритель нестабильности амплитуды импульсов; 9 — генератор импульсов стабильной амплитуды; 10 — вакуумная система; 11 — блок питания полупроводникового детектора; 12 — источник питания типа БИ-35; 13, 14 — источники питания типа ВС-25; 15 — источник питания типа ВСН-6, 3-5

$\alpha$ -частиц регистрируется с помощью амплитудного анализатора АИ-256. Градуировка  $\alpha$ -спектрометра соответствовала поверхностной плотности  $3,4 \text{ г/м}^2/\text{канал}$ . Неравномерность распределения поверхностной плотности вычислялась по формуле

$$K = \frac{|\Delta N_{\text{кан}}|_{\text{max}} 100\%}{\sum_{i=1}^n \frac{(N_0 - N_i)}{n}}$$

где  $|\Delta N_{\text{кан}}|_{\text{max}}$  — максимальный сдвиг канала;  $N_0$  и  $N_i$  — номер канала максимума амплитудного распределения, снятого без образца и для  $i$ -го участка образца;  $n$  — количество «просмотренных» участков образца.

Исследования неравномерности распределения поверхностной плотности, проведенные на двух описанных установках, показали, что у алюминиевых фольг (ГОСТ 4784-65) неравномерность распределения поверхностной плотности достигает  $1\%$ , у полиэтилентерефтолатных (лавсановых) (МРТУ 6-11-29-65) с металлическим напылением —  $80\%$ , у чистых полиэтилентерефтолатных пленок —  $5\%$ . Полученные результаты не позволяют рекомендовать полиэтилентерефтолатные пленки с металлическим напылением в качестве мате-

риала для изготовления образцовых мер поверхностной плотности. Меры могут быть изготовлены из алюминия (ГОСТ 4784-65) и полиэтилентерефталата (МРТУ 6-11-29-65) без металлического покрытия после отбора материала с помощью радиоизотопной установки для получения образцов с минимальной неравномерностью распределения поверхностной плотности (не выше 1%).

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Davison W. H. Measurement of thickness distribution of thin films by  $\alpha$ -particle absorption.—*J. Sci. Instrum.*, 1957, v. 34, № 10, pp. 418—419.
2. Barber W. G. Foil Uniformity Measurement by Alpha-particle transmission.—*Rev. Sci. Instrum.*, 1953, v. 24, № 6, pp. 469—479.
3. De Croës M., Parker W. and Sevier K. Jr. Thin film thickness distribution by alpha absorption.—*Nucl. Inst. and Methods*\*, 1960, v. 7, № 2, pp. 160—166.
4. Tatcher M. A multiple-purpose alpha-particle thickness gauge.—*Nucl. Inst. and Methods*\*, 1967, v. 46, № 1, pp. 171—172.
5. Anderson H. L. Alpha-particle thickness gauge using a solid state detector.—*Nucl. Inst. and Methods*\*, 1961, v. 12, pp. 111—114.
6. Gardner R. P. and Ross H. H. Alpha Gauge for the Measurement of Small Density thicknesses.—*Rev. Scient. Instrum.*\*, 1962, v. 33, № 11, pp. 1227—1230.
7. Schaerf K. and Vuorinen A. Determination of the thickness of thin layers. Standardization of Radionuclides (Proc. of a Symposium in Vienna, 1966) Vienna, International atomic energy agency, 1967, pp. 543—550.
8. Benveniste J., Mitchell A., Schrader C. and Zenger J. „Verni-Ray”, an Instrument to Measure the Uniformity of thin foils.—*Rev. Scient. Instrum.*\*, 1961, v. 32, № 8, pp. 57—58.

Поступила в редакцию  
29.12.1971 г.

УДК 539.121.73.08 : 539.816.2

И. М. БАСАРГИНА, И. И. КАРМАЛИЦЫН  
ВНИИМ

### МЕТОДЫ ИЗМЕРЕНИЯ ПОВЕРХНОСТНОЙ ПЛОТНОСТИ ЛИСТОВЫХ МАТЕРИАЛОВ ПО ПОГЛОЩЕНИЮ $\alpha$ - И $\beta$ -ИЗЛУЧЕНИЯ

Для измерения толщины (поверхностной плотности) листовых материалов широко применяются радиоизотопные методы. В диапазоне 10—5000 г/м<sup>2</sup> измерения обычно производятся с помощью  $\beta$ -излучения, в диапазоне выше 5000 г/м<sup>2</sup> с помощью  $\gamma$ -,  $K$ - $X$ - и  $L$ - $X$ -излучения, а в диапазоне 0,01—60 г/м<sup>2</sup> с помощью  $\alpha$ -излучения.

Рассмотрим методы измерения по поглощению  $\alpha$ - и  $\beta$ -излучения.

#### Измерение поверхностной плотности по поглощению $\alpha$ -излучения

Работы по измерению поверхностной плотности и неравномерности толщины тонких пленок, применяемых для изготовления окон газоразрядных счетчиков, подложек источников и мишеней для изучения ядерных реакций, с ис-

пользованием  $\alpha$ -излучения начались в 1953 г. Большинство этих измерений основано на явлении «страгглинга» — статистических флуктуациях пробегов  $\alpha$ -частиц, приводящих к размыванию спада кривой распределения пробегов. Для измерения используется узкий моноэнергетический пучок  $\alpha$ -частиц от тонкого  $\alpha$ -источника с пренебрежимо малыми энергетическими потерями частиц при сильной коллимации. Однако фиксированное расстояние между источником и детектором и постоянное давление газа чрезвычайно ограничивают диапазон измерений. Чтобы расширить его, необходимо изменить расстояние между источником и детектором или изменить давление газа.

В работах [1, 2, 3] описываются приборы для измерения поверхностной плотности (толщины), использующие микрометрические приспособления для изменения и измерения расстояния от  $\alpha$ -источника до детектора при постоянном давлении газа между ними. Источник крепится к штоку с микрометрическим винтом. После введения измеряемой пленки зазор между источником и детектором изменялся так, чтобы восстановилась скорость счета импульсов, зарегистрированная без пленки. Перемещение источника является мерой поверхностной плотности (толщины) пленки в относительных единицах. Абсолютное значение поверхностной плотности можно рассчитать по эквивалентному поглощению в слое сухого воздуха. Изменение свойств воздуха с изменением температуры, давления и влажности учитывается введением соответствующих поправок. Одним из основных недостатков этого метода является то, что при изменении расстояния между источником и детектором изменяются телесный угол и поток  $\alpha$ -частиц, падающих на детектор. Это вносит систематические погрешности, которые трудно учесть.

Второй метод измерений, использующий эффект «страгглинга», не имеет этих недостатков, так как давление газа в зазоре между детектором и источником изменяется при постоянном расстоянии между ними. В работах [4, 5] описаны приборы с камерами переменного давления для измерения поверхностной плотности и неравномерности пленок  $0,5$ — $10$  г/м<sup>2</sup>. Поскольку эффект убывания потока частиц с увеличением расстояния исключен, кривая поглощения на конце пробега  $\alpha$ -частиц спадает более резко, что повышает точность и чувствительность метода. При помещении пленки между источником и детектором спад кривой поглощения смещается в сторону меньших давлений. Разность давлений  $\Delta p$ , взятая для средних точек спада кривых поглощения с пленкой и без нее, является мерой поверхностной плотности (толщины) пленки  $t$

$$t = \frac{D \Delta p p}{760 A},$$

где  $D$  — путь  $\alpha$ -частиц в камере;  $p$  — плотность газа при давлении 760 мм рт. ст. и температуре эксперимента;  $A$  — отношение тормозной способности пленки к тормозной способности газа, наполняющего камеру.

Линейная часть спада кривой поглощения, снятая при наличии пленки между источником и детектором, параллельна линейной части спада кривой поглощения без пленки, если пленка равномерна по толщине. Отклонение от параллельности можно считать мерой неравномерности пленки. Этот метод позволяет также заметить наличие в пленке дырок. Неравномерность пленок по толщине можно измерить, определяя скорость счета при прохождении пучка  $\alpha$ -частиц через различные участки пленки при неизменном давлении газа в камере [5].

С развитием спектрометрической техники, использующей полупроводниковые детекторы, широкое распространение получил метод, основанный на измерении энергетического сдвига пика моноэнергетических  $\alpha$ -частиц в амплитудном спектре. Впервые его применил в 1961 г. Андерсон [6], затем в 1967 г. усовершенствовал Тэчер [7]. Тэчер использовал этот метод для измерения поверхностной плотности в диапазоне  $0,1$ — $10$  г/м<sup>2</sup>, а для измерения меньших значений поверхностной плотности (до  $0,01$  г/м<sup>2</sup>) он применял метод «страгглинга», обеспечивающий в этом случае большую точность. Неравномерность фольги по толщине он определял также по «страгглингу». В работе [8] топография распределения поверхностной плотности была получена по энергетическому

сдвигу пика спектра  $\alpha$ -частиц при прохождении их через различные участки фольги. В работе [9] поверхностная плотность пленки определялась по разности энергий между двумя нелинейными участками интегрального спектра импульсов от  $\alpha$ -частиц, снятого с пленкой и без нее при малом телесном угле. Для повышения чувствительности использовалась электронная система, расширяющая амплитудный спектр импульсов от  $\alpha$ -частиц и осуществляющая предварительную дискриминацию импульсов. Порог дискриминации устанавливался на уровне, соответствующем уменьшению на 50% максимальной скорости счета. Чувствительность метода составляла  $0,03 \text{ г/м}^2$  на одно деление прецизионного потенциометра, с помощью которого измерялся порог дискриминации.

В 1960 г. Шумахер [10] предложил для расширения диапазона измерений поверхностной плотности с помощью  $\alpha$ -излучения использовать не моноэнергетические  $\alpha$ -частицы, а  $\alpha$ -частицы с непрерывным спектром. При этом отпадает необходимость изменения давления газа и расстояния между источником и детектором в измерительной камере, так как спад кривой поглощения происходит равномерно. Поскольку в то время не было  $\alpha$ -источников с непрерывным спектром (толстые источники), то окно счетчика было сделано равномерно убывающим по толщине (в форме клина). Толстые  $\alpha$ -источники для измерения поверхностной плотности фольг впервые использовались в работе [11]. В 1965 г. для быстрого измерения поверхностной плотности [12] был разработан стандартный прибор с толстым полониевым источником. Измерения проводились по сдвигу кривой поглощения, возникающему при помещении фольги между источником и детектором. Чувствительность метода в диапазоне  $30\text{--}80 \text{ г/м}^2$  следующая: изменение толщины на  $0,01 \text{ г/м}^2$  вызывает изменение скорости счета на 5%.

Интерес к измерению поверхностной плотности листовых материалов по поглощению  $\alpha$ -излучения с непрерывным энергетическим спектром возрос, когда этот метод стал применяться в промышленных толщиномерах. Впервые такой толщиномер был предложен в 1954 г. [13], однако он не нашел применения ввиду того, что в то время была достаточна точность измерений с помощью  $\beta$ -излучения, а также из-за несовершенства самого толщиномера. В 1963 г. европейская бумажная промышленность была оснащена толщиномерами французской фирмы «Saratom», работающими по методу поглощения  $\alpha$ -излучения. Позднее аналогичные приборы появились в Канаде и США. Возможность промышленных измерений поверхностной плотности листовых материалов по поглощению  $\alpha$ -излучения с непрерывным спектром была исследована во Франции [14] и Канаде [15]. В толщиномерах используются радиоактивные  $\alpha$ -нуклиды со средним периодом полураспада, находящиеся в равновесии с материнскими ядрами, а именно:  $^{226}\text{Ra}$  ( $^{210}\text{Po}$ ) и естественный уран. Кривые поглощения несколько различаются по форме для различных источников, детекторов и материалов, но имеют общую особенность — более резкий наклон по сравнению с кривыми поглощения низкоэнергетического  $\beta$ -излучения. Например, для алюминия кривая поглощения в полулогарифмическом масштабе имеет наклон  $1/15 \text{ м}^2/\text{г}$  для  $^{226}\text{Ra}$  и  $1/70 \text{ м}^2/\text{г}$  для  $^{147}\text{Pm}$ . Это обеспечивает большую чувствительность и точность толщиномеров, использующих  $\alpha$ -источники, по сравнению с теми, в которых используются  $\beta$ -источники.

### Измерение поверхностной плотности по поглощению $\beta$ -излучения

Измерения поверхностной плотности листовых материалов с помощью  $\beta$ -нуклидов проводятся в большом диапазоне измеряемых величин и поэтому широко применяются в промышленности. Эти измерения можно осуществлять по методу поглощения излучения в материале или по методу рассеяния от него. Как показано в работе [16], измерения по поглощению в несколько раз точнее, поэтому именно этот метод применяется для точных измерений поверхностной плотности в лабораторных исследованиях и в производственных условиях, когда источник излучения и детектор могут быть расположены с разных сторон измеряемого материала.

Поглощение  $\beta$ -частиц можно приближенно описать экспоненциальным законом:

$$I = I_0 \exp(-\mu m),$$

где  $m$  — поверхностная плотность (масса, отнесенная к единице площади);  $\mu$  — массовый коэффициент поглощения, который можно определить по приближенной формуле  $\mu = 22E_{\max}^{-4.3}$  ( $E_{\max}$  — максимальная энергия  $\beta$ -излучения нуклида).

С увеличением толщины поглотителя число электронов медленно приближается к уровню фона. Область применения экспоненциального закона максимальна при большом количестве электронов малой энергии. «Хорошие» экспоненциальные кривые поглощения получаются для  $\beta$ -частиц нуклидов с высокими атомными номерами, малыми максимальными энергиями или с сильно запрещенными  $\beta$ -переходами. Нужно отметить, что на форму кривой поглощения большое влияние оказывают геометрические условия эксперимента. Исследования [17] показали, что линейная (в полулогарифмическом масштабе) часть кривой поглощения почти не зависит от геометрии. При малых толщинах пленок наблюдается увеличение скорости счета по сравнению с экспонентой из-за рассеяния электронов на поглотителе (поглотитель на источнике) или уменьшение ее (поглотитель на детекторе) из-за вклада мягкой компоненты от рассеяния  $\beta$ -частиц на стенках камеры и крепления поглотителя. Погрешность, обусловленная «плохой» геометрией, может достигать 5–6% [18]. Однако можно найти оптимальные геометрические условия, при которых кривая поглощения максимально совпадала бы с экспонентой.

Поглощение  $\beta$ -излучения в веществе служит физической основой метода измерения поверхностной плотности различных листовых материалов в диапазоне 20–10000 г/м<sup>2</sup>.

$$m = -\frac{1}{\mu} \ln \left( \frac{I}{I_0} \right).$$

Относительная погрешность

$$\frac{\delta m}{m} = -\frac{1}{\mu m} \left( \frac{\delta I}{I} \right)$$

складываются из погрешности, связанной со статистическим характером радиоактивного распада, и погрешностей, вызванных несовершенством измерительной аппаратуры [19].

Статистическая погрешность

$$\left( \frac{\delta m}{m} \right)_1 = k_1 \frac{\exp \left( \frac{\mu m}{2} \right)}{\mu m \sqrt{I_0}}$$

медленно изменяется с изменением  $\mu m$  и становится минимальной при  $\mu m = 2$ .

Погрешность, вызванная несовершенством измерительной аппаратуры, складывается:

из погрешности, пропорциональной потоку  $\beta$ -частиц и обусловленной радиоактивным распадом источника и изменениями эффективности детектора и коэффициента усиления усилителя

$$\left( \frac{\delta m}{m} \right)_2 = k_2 \frac{1}{\mu m};$$

из погрешности, не зависящей от потока частиц и обусловленной нестабильностью высоковольтного источника питания фотоумножителя или сопротивлением нагрузки ионизационной камеры или другими причинами

$$\left( \frac{\delta m}{m} \right)_3 = k_3 \frac{\exp(\mu m)}{\mu m I_0}.$$

Эта погрешность медленно изменяется с  $\mu t$  и имеет минимальное значение при  $\mu t = 1$ . Статистическую погрешность и погрешность, не зависящую от потока частиц, можно уменьшить, увеличивая поток частиц до значений, которые легко зарегистрировать. Для заданного потока  $I_0$  выбирают  $\mu t \leq 3$  (погрешность, пропорциональная потоку, уменьшается с увеличением  $\mu t$ ). Это условие является критерием выбора радиоактивного нуклида для заданного диапазона поверхностной плотности  $m$ , поскольку  $\mu \sim E^{-4/3}$ . Наиболее часто используемые в настоящее время  $\beta$ -радионуклиды для различных диапазонов поверхностных плотностей приведены в таблице [19, 20].

Нуклид	$E_{\max}$ , МэВ	Толщина материала, г/м <sup>2</sup>
<sup>14</sup> C	0,155	2—100
<sup>147</sup> Pm	0,223	40—150
<sup>85</sup> Kr	0,695	250—1000
<sup>204</sup> Tl	0,77	200—1500
<sup>90</sup> Sr + <sup>90</sup> Y	0,54 (2,26)	600—5500
<sup>144</sup> Ce + <sup>144</sup> Pm	0,31 (3,1)	1500—12500
<sup>100</sup> Ru + <sup>100</sup> Rh	0,639 (3,5)	2000—20000

Погрешность измерения поверхностной плотности листовых материалов в диапазоне 10—1000 г/м<sup>2</sup> по прохождению  $\beta$ -излучения через материал обычно составляет около 1%, а для материалов с поверхностной плотностью  $m \leq 10$  г/м<sup>2</sup> ~ 2% [19]. Таким образом, радионуклидные методы измерения поверхностной плотности листовых материалов являются эффективными и надежными. Они широко применяются в лабораторных исследованиях, в отечественном и зарубежном приборостроении.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Barber W. G. Toil Uniformity Measurement by Alpha-particle transmission.—*Rev. Scient. Instrum.*, 1953, v. 24, № 6, pp. 469—479.
2. Enge H. A., Wahlig M. A. and Aandrea J. Alpha-particle thickness gauge.—*Rev. Scient. Instrum.*, 1957, v. 28, № 2, pp. 145—146.
3. Ramavataram K. and Porat D. J. Measurement of surface density of thin foils.—*Nucl. Inst. and Methods*, 1959, v. 4, № 4, pp. 239—242.
4. Davison W. H. Measurement of thickness distribution of thin films by  $\alpha$ -particle absorption.—*J. Sci. Instrum.*, 1957, v. 34, № 10, pp. 418—419.
5. De Croës M., Parker W. and Sevier K. Thin film thickness distribution by alpha absorption.—*Nucl. Inst. and Methods*, 1960, v. 7, № 2, pp. 160—166.
6. Anderson H. L. Alpha-particle thickness gauge using a solid state detector.—*Nucl. Inst. and Methods*, 1961, v. 12, pp. 111—114.
7. Tatcher M. A multiple-purpose alpha-particle thickness gauge.—*Nucl. Inst. and Methods*, 1967, v. 46, № 1, pp. 171—172.
8. Benveniste J., Mitchell A., Schrader C. and Zender J. „Verni-Ray“, an Instrument to Measure the Uniformity of thin foils.—*Rev. Scient. Instrum.*, 1961, v. 32, № 8, pp. 57—58.
9. Schaerf K. and Vuorinen A. Determination of the thickness of thin layers. Standardization of Radionuclides (Proc. of a symposium in Vienna, 1966) Vienna, International atomic energy agency, 1967, pp. 543—550.
10. Shumacher B. W. Gaging gas density with fast charged particles.—*Nucleonics*, 1960, v. 18, № 10, pp. 106—114.
11. Gardner R. P. and Ross H. H. Alpha Gauge for the Measurement of Small Density thicknesses.—*Rev. Scient. Instrum.*, 1962, v. 33, № 11, pp. 1227—1230.
12. Wylie K. F. and Hagee G. R. Routine mass-thickness and nonuniformity determinations of thin films.—*Nucl. Inst. and Methods*, 1965, v. 32, № 2, pp. 201—203.

13. Shaw E. N. Design of an alpha gauge. Radioisotope conference.—Physical sciences and industrial applications, v. 2, London, Butterworths scientific publications, 1954, pp. 140—146.

14. Perette J. et Maugest J. Utilisation du rayonnement alpha pour les mesures industrielles de poids superficiel.—Radioisotopes in the Physical Sciences and Industry\* (Conf. Proc., Copenhagen, 1960), v. II, International atomic energy agency, Vienna, 1962 (pp. 554).

15. Gray T. A. Alpha—Radiation Gaging Techniques as Applied to Basis Weight Measurement.—Tappl\*, 1967, v. 50, № 1, pp. 73—77.

16. Szepe R. An Approach to a Comparison of  $\beta$ —Transmission and  $\beta$ —Reflection Methods for Thickness Measurements.—Atompraxis\*, 1968, v. 14, № 3, pp. 121—123.

17. Малышева Т. В. Исследование поглощения  $\beta$ —излучения в веществе.—Заводская лаборатория\*, 1957, т. 23, № 3, с. 319—321.

18. Hart H. und Karstens E. Radioaktive Isotope in der Deckenmessung. V.E.B. Verlag Technik, Berlin, 1958, s. 322.

19. Clayton C. G. and Cameron J. F. A review of design and application of radioisotope instruments in industry.—Radioisotope Instruments in Industry and Geophysics\* (Proc. of symposium in Warschau, 1965), v. I, Vienna, International Atomic Energy Agency, 1966, pp. 15—61.

20. Piraux H. Les radio—Isotopes et Leurs applications industrielles. Paris, Bibliotheque technique philips, 1962, pp. 271.

Поступила в редакцию  
23.05.1972 г.

УДК 539.121.64 : 539.1.074.2

И. И. КАРМАЛИЦЫН, А. А. МАКОВИЧ  
ВНИИМ

### ПОВЕРХНОСТНО-БАРЬЕРНЫЕ ДЕТЕКТОРЫ С БОЛЬШОЙ РАБОЧЕЙ ПЛОЩАДЬЮ ДЛЯ ИССЛЕДОВАНИЯ СПЕКТРАЛЬНЫХ ХАРАКТЕРИСТИК ЗАРЯЖЕННЫХ ЧАСТИЦ

Для решения многих физических и метрологических задач применяются поверхностно-барьерные детекторы. Обладая хорошими спектрометрическими свойствами и высокой эффективностью регистрации ядерных частиц, эти детекторы используются в спектрометрических установках для исследования спектральных характеристик источников заряженных частиц. Основными характеристиками таких спектрометров являются энергетическое разрешение и светосила. Как показывает опыт работы с полупроводниковыми детекторами, эти характеристики спектрометров связаны с рабочей площадью детектора. При увеличении рабочей площади полупроводникового детектора увеличивается светосила, но ухудшается энергетическое разрешение. Поэтому создание спектрометра с полупроводниковым детектором с большой рабочей площадью и с хорошим энергетическим разрешением является актуальной задачей в спектрометрии заряженных частиц.

С этой целью, применяя сравнительно простую технологию изготовления, во ВНИИМ были изготовлены экспериментальные образцы поверхностно-барьерных детекторов с эффективной толщиной чувствительной области в несколько сот микрометров и тонким «входным окном» с рабочей площадью до 3,5 см<sup>2</sup>. Такие детекторы дают хорошее энергетическое разрешение для данной рабочей площади и достаточно высокую эффективность регистрации  $\alpha$ -частиц и кон-

версионных электронов. В экспериментальных исследованиях использовался зарядочувствительный предусилитель [1].

Для спектрометрии  $\alpha$ -частиц и конверсионных электронов применялись поверхностно-барьерные детекторы с большой рабочей площадью, у которых «входным окном» служит слой золота толщиной 5 мкг/см<sup>2</sup>. При такой толщине «входного окна» улучшается энергетическое разрешение, поскольку уменьшаются флуктуации, связанные с потерей энергии в веществе окна. Наряду с хорошим разрешением и высокой эффективностью такие детекторы позволяют исследовать спектры  $\alpha$ -излучения в большом диапазоне энергий в одном эксперименте, а также могут использоваться для изучения спектров конверсионных электронов.

При изготовлении кремниевых поверхностно-барьерных детекторов использовались основные методы, описанные в работах [2, 3, 4]. Технология изготовления поверхностно-барьерных детекторов заключается в следующем.

1. Монокристалл кремния *n*-типа режут на диски толщиной 1,5–2 мм перпендикулярно оси «111».

2. Диски шлифуют абразивными порошками с последовательно уменьшающейся величиной зерна до 20 мкм, затем тщательно промывают сначала в проточной воде, затем спиртом и трихлорэтиленом.

3. По периферии образца на обе стороны наносят защитное покрытие шириной 2–3 мм химически стойкого лака и производят химическое осаждение никеля в водном растворе состава, рецепт которого приводится в работе [5]. Осаждение никеля на шлифованную поверхность производят при постоянной температуре +90°С.

4. Производят дальнейшее шлифование одной из сторон образца порошками окиси алюминия до величины зерна 5 мкм. Контроль качества обработки осуществляют просматриванием образца под лампой накаливания, освещающей образец. В хорошо отшлифованной поверхности нить накала лампы отражается и по всей площади образца имеет одинаковую яркость. После получения такой поверхности образец тщательно промывают трихлорэтиленом, а затем в деионизованной воде.

5. Никелированную поверхность покрывают химически стойким лаком, а затем образец подвергают травлению в смеси кислот, состоящей из двух частей HNO<sub>3</sub> и одной части HF. После травления образец тщательно промывают в деионизованной воде, высушивают под инфракрасной лампой и выдерживают в воздушной среде не менее 24 ч.

6. На переднюю поверхность образца термическим испарением в вакууме при давлении 0,04Н/м<sup>2</sup> наносят тонкий слой золота. Для контроля толщины слоя золота используют тонкую амилацинтатную пленку-свидетель, которая находится вблизи образцов. Пленку известной площади взвешивают на микроаналитических весах СМД-1000 до и после термического напыления золотом. По разности значений массы пленки и известной площади определяют толщину слоя напыленного золота.

7. Подготовленный образец монтируют в латунной посеребрянной чашке и механически крепят фторопластовой шайбой, что обеспечивает электрический контакт с поверхностью, покрытой никелем. Электрический контакт с золотым слоем осуществляется посредством приклеивания никелевого вывода серебряной пастой. Детали различных держателей и оправок для поверхностно-барьерных детекторов показаны на рис. 1.

8. Снимают вольт-амперную характеристику детектора. Обратный ток для образцов № 19-3 и 51-4 равен 1,6 и 1,8 мкА соответственно при напряжении 200 В.

В  $\alpha$ - и  $\beta$ -спектрометрах с полупроводниковыми детекторами, как правило, применяются зарядочувствительные предусилители. Необходимость применения такого рода усилителей, а также их основные параметры рассмотрены в работах [6, 7]. В описываемых экспериментах была выбрана схема, выполненная на отечественных лампах 6С15П [1]. Для обеспечения минимального уровня входных шумов радиоэлектроника, а следовательно, и высокого энергетического разрешения осуществлялась предварительная тренировка ламп в те-

чение 50 ч (при  $U_a=110$  В и  $I_a=10$  мА). Затем производился отбор ламп по минимальному отношению  $I_c/S$  (где  $I_c$  — сеточный ток, а  $S$  — крутизна лампы) как меры наилучшего возможного отношения сигнал/шум [8]. Измерения сеточ-

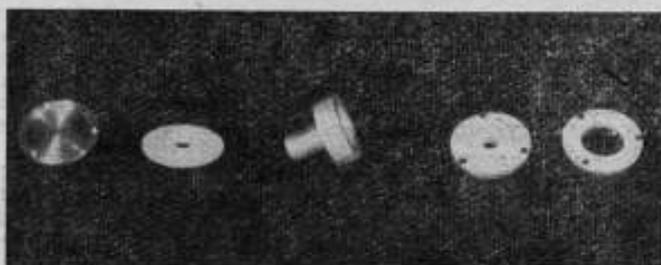


Рис. 1. Держатели и оправки, используемые при изготовлении поверхностно-барьерных детекторов

ного тока проводились для 20 экземпляров ламп 6С15П по изменению падения напряжения на известном сопротивлении утечки. Результаты измерений для режима  $U_a=90$  В и  $I_a=6$  мА приведены в табл. 1. Как видно из табл. 1, мини-

Таблица 1

Номер лампы	$I_c$ , $\times 10^{-9}$ А	$S$ , мА/В	Количество ламп	$I_c/S$ , $\times 10^{-9}$ В
1	0,04	8	1	5
2	0,11	15	1	7,3
3	0,16	20	2	8
4	0,17	20	1	8,5
5	0,18	23	1	7,8
6	0,20	20	2	10,0
7	0,20	30	1	6,7
8	0,21	20	1	10,5
9	0,22	33	2	6,7
10	0,23	40	2	5,8
11	0,23	29	1	8,0
12	0,25	40	1	6,3
13	0,25	50	2	5,0
14	0,26	75	1	3,5
15	0,31	75	1	4,2

мальное отношение  $I_c/S$  обеспечивает лампа № 14. Кривая, характеризующая эквивалентный шум предусилителя в зависимости от внешней емкости, подключенной на его вход, при использовании этой лампы, показана на рис. 2. Выбор оптимальной полосы пропускания и формирования импульсов осуществляется основным усилителем путем двойного дифференцирования и двойного интегрирования.

Изготовленные вышеописанным способом поверхностно-барьерные золото-кремниевые детекторы помещались в вакуумную камеру, конструкция которой

позволяет производить быструю смену источников ионизирующих излучений без изменения условий эксперимента.

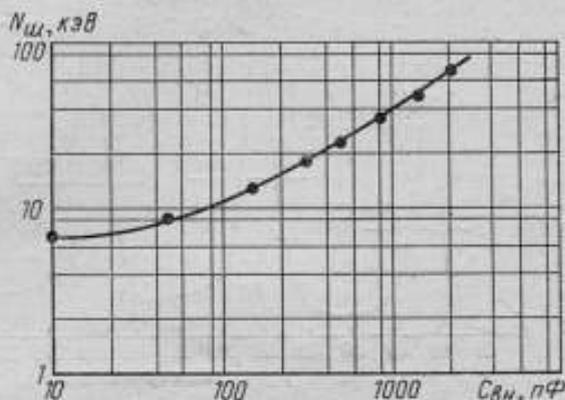


Рис. 2. Зависимость эквивалентного шума зарядочувствительного предусилителя  $N_{ш}$  от внешней емкости  $C_{вн}$

Величина энергетического разрешения  $\alpha$ -спектрометра с изготовленными детекторами определялась по образцовым спектрометрическим  $\alpha$ -источникам (ОСАИ). Результаты, полученные для данных детекторов, приведены в табл. 2.

Спектр ОСАИ для детектора № 19-3 приведен на рис. 3. Детекторы № 19-3 и 51-4 были опробованы при исследовании спектров конверсионных электронов  $^{137}\text{Cs}$ . На рис. 4 показан спектр конверсионных электронов  $^{137}\text{Cs}$  для детектора № 19-3. Энергетическое разрешение  $\beta$ -спектрометра с детектором № 51-4 для  $K$ -линии  $^{137}\text{Cs}$  (624 кэВ) составляло 16 кэВ при  $T=140\text{ K}$ . Детектор № 10-2 не обладал достаточной эффективной толщиной чувствительной области и имел малое пробивное напряжение. Параметры детекторов не ухудшились после хранения их в течение года.

Таблица 2

Номер детектора	Площадь, $\text{см}^2$	Энергетическое разрешение для $\alpha$ -частиц 5,48 МэВ, кэВ
10-2	3	55
19-3	3,5	58
51-4	3,5	66

В результате выполненной работы удалось получить поверхностно-барьерные детекторы с большой рабочей площадью ( $S=3,5\text{ см}^2$ ) на отечественном материале с удельным сопротивлением 1000—1500 Ом·см и временем жизни неосновных носителей заряда 200—300 нс.

Поверхностно-барьерные детекторы, изготовленные из кремния  $n$ -типа, обладающего сравнительно низким удельным сопротивлением и малым временем жизни неосновных носителей заряда, имеют следующие особенности:

1) обладают хорошим энергетическим разрешением для  $\alpha$ -частиц (табл. 2, рис. 3);

2) обеспечивают получение достаточной эффективной толщины чувствительной области, что дает возможность исследовать спектры не только источников  $\alpha$ -излучения, но и источников конверсионных электронов.

Обычно при изготовлении поверхностно-барьерных детекторов с большой рабочей площадью и необходимой эффективной толщиной чувствительной об-

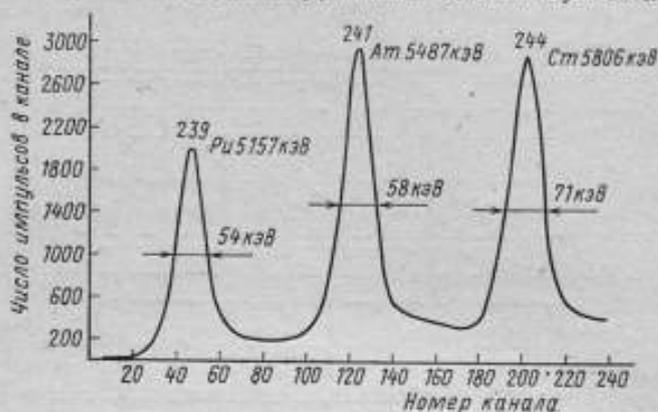


Рис. 3. Спектр образцового спектрометрического  $\alpha$ -источника ( $^{239}\text{Pu} + ^{241}\text{Am} + ^{244}\text{St}$ ), измеренный с помощью поверхностно-барьерного детектора № 19-3 ( $S=3,5 \text{ см}^2$ ,  $U_{\text{см}}=150\text{В}$ ,  $T=300 \text{ К}$ ,  $\tau_{\text{и}}=\tau_{\text{д}}=2 \text{ мкс}$ )

ласти используют кремний с большим удельным сопротивлением, который весьма дефицитен [2, 9]. Описываемые поверхностно-барьерные детекторы с

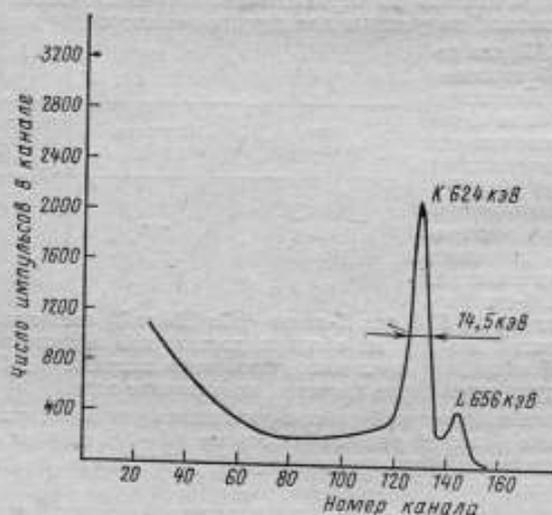


Рис. 4. Спектр электронов конверсии  $^{137}\text{Cs}$ , измеренный с помощью поверхностно-барьерного детектора № 19-3 ( $S=3,5 \text{ см}^2$ ,  $U_{\text{см}}=400\text{В}$ ,  $T=140\text{К}$ ,  $\tau_{\text{и}}=\tau_{\text{д}}=5 \text{ мкс}$ )

большой рабочей площадью и достаточной эффективной толщиной чувствительной области изготовлены из низкоомного кремния  $n$ -типа. Это позволяет сделать предположение, что исходный материал кремния  $n$ -типа имел сравнитель-

но однородную структуру и постоянное во всем объеме детектора время жизни неосновных носителей заряда. Детекторы такого типа с указанными параметрами могут найти широкое применение при исследовании спектральных характеристик образцовых  $\alpha$ - и  $\beta$ -источников, а также в различных областях научных исследований, связанных с регистрацией ядерных частиц.

## ЛИТЕРАТУРА

1. Фефилов Б. В., Кумпф Л. Низкошумящие импульсные усилители для полупроводниковых детекторов. Изд. ИОЯИ, 1965. 42 с. с ил.
2. Акимов Ю. К., Калинин А. И., Кушнирук В. Ф. и др. Полупроводниковые детекторы ядерных частиц и их применение. М., Атомиздат, 1967. 255 с. с ил.
3. Heikkinen D. W. Total Cross Sections and Angular Distributions of the  $C^{12}(Li^6, p)O^{17}$ ,  $C^{12}(Li^6, d)O^{16}$  and  $C^{12}(Li^6, \alpha)N^{14}$  Reactions from 4.5 to 5.5 Mev.—*Phys. Rev.*, 1966, v. 141, № 3, pp. 1007—1017.
4. Wegner H. W. Semiconductor and Gas—Ion—Chamber Detector System for the mass identification of 10—to—30—Mev. particles.—*Rev. Scient. Instrum.*, 1962, v. 33, pp. 271—277.
5. Sullivan M. V. and Eigler J. H. Electroless Nickel Plating for Making Ohmic Contacts to Silicon.—*J. Electrochem. Soc.*, 1957, v. 104, № 4, pp. 226—230.
6. Полупроводниковые счетчики излучений. Сб. статей. Перевод с англ. М., Госатомиздат, 1962. 312 с. с ил.
7. Бровченко В. Г., Молчанов Ю. Д. Спектрометрические малошумящие усилители импульсов. Изд. ИАЭ, 1964. 39 с. с ил.
8. Джаисаи А. Б. Сигнал, шум и разрешающая способность усилителей. М., Атомиздат, 1964. 164 с. с ил.
9. Вильгельм И., Гуминова Л. И., Крайщикова И. и др. Поверхностно-барьерные детекторы с большой площадью.— Программа и тезисы докладов XXII совещания по ядерной спектроскопии и структуре атомного ядра, ч. I, М., «Наука», 1972, с. 287.

Поступила в редакцию  
23.05.1972 г.

## РЕФЕРАТЫ СТАТЕЙ, ОПУБЛИКОВАННЫХ В СБОРНИКЕ

УДК 539.125.523.081.089.68

### МАКЕТ ВТОРИЧНОГО (РАБОЧЕГО) ЭТАЛОНА ЕДИНИЦЫ ПЛОТНОСТИ ПОТОКА ТЕПЛОВЫХ НЕЙТРОНОВ

*О. Л. Андреев, Е. П. Кучерявенко, В. А. Тумольский, Н. А. Харитонов,  
Н. А. Ярицына*

*«Труды метрологических институтов СССР»,  
вып. 166(226), 1974, с. 5-7*

Описывается конструкция и результаты исследования основных параметров макета вторичного (рабочего) эталона единицы плотности потока тепловых нейтронов, созданного на основе изотопных источников быстрых нейтронов. Табл. 1. Ил. 1.

УДК 539.125.523.516.24 : 139.1.074.5

### ДЕТЕКТОР НЕЙТРОНОВ ПРОМЕЖУТОЧНЫХ ЭНЕРГИЙ СО СФЕРИЧЕСКИМ ЗАМЕДЛИТЕЛЕМ

*Ю. В. Иванов, Р. П. Кресс*

*«Труды метрологических институтов СССР»,  
вып. 166(226), 1974, с. 7-10*

Рассматривается метод измерения потока нейтронов промежуточных энергий, основанный на той или иной ядерной реакции. Описывается детектор со сферическим замедлителем. Ил. 3. Библ. назв. 7.

УДК 539.125.516.24.074

### ДЕТЕКТОР НЕЙТРОНОВ ПРОМЕЖУТОЧНЫХ ЭНЕРГИЙ НА ОСНОВЕ $^{10}B$

*Ю. В. Иванов, С. И. Ткаченко*

*«Труды метрологических институтов СССР»,  
вып. 166(226), 1974, с. 10-15*

Приводятся результаты измерения потока промежуточных нейтронов с помощью установки, использующей детектор с постоянной эффективностью в диапазоне энергий от тепловых до 10 кэВ. Эффективность регистрации потока промежуточных нейтронов определена экспериментально в 14,8% и постоянна для исследуемого диапазона энергий. Приводится оценка погрешности измерений потока промежуточных нейтронов. Ил. 3. Библ. назв. 7.

УДК 539.125.516.23.074.089.68

### АТТЕСТАЦИЯ ОБРАЗЦОВОЙ УСТАНОВКИ УКПН-1 ПО ВТОРИЧНОМУ ЭТАЛОНУ ЕДИНИЦЫ ПЛОТНОСТИ ПОТОКА ТЕПЛОВЫХ НЕЙТРОНОВ

*О. Л. Андреев, Е. П. Кучерявенко, В. А. Тумольский,  
А. П. Яновский, И. А. Ярицына*

*«Труды метрологических институтов СССР»,  
вып. 166(226), 1974, с. 15-17*

Рассматриваются результаты исследования поля тепловых нейтронов образцовой установки УКПН-1, предназначенной для градуировки и поверки нейтронных радиометров и дозиметров, и передачи этой установке размера единицы плотности потока тепловых нейтронов от вторичного (рабочего) эталона. Ил. 1. Библ. назв. 3.

**ИССЛЕДОВАНИЕ РАДИАЦИОННОГО ПОЛЯ НЕЙТРОННОГО ГЕНЕРАТОРА  
ПРИ ВОЗБУЖДЕНИИ  $T(d, n)$   $^6\text{He}$ -РЕАКЦИИ**

**В. Т. Щеголев, Н. А. Харитонов, Ш. В. Яблоков, Э. Г. Рамендик**  
«Труды метрологических институтов СССР»,  
вып. 166(226), 1974, с. 18—21

Исследовано радиационное поле нейтронного генератора при возбуждении  $T(d, n)$   $^6\text{He}$ -реакция. Определены парциальные вклады потоков рассеянных нейтронов различной энергии нейтронов реакции  $D(d, n)^3\text{H}$ , а также сопутствующих бета- и гамма-излучений по отношению к нейтронам с энергией 14,7 МэВ. Данные о составе поля приведены для расстояния  $R=400$  мм до источника. Ил. 3.

УДК 539.1.074.8.089.68

**СРАВНЕНИЕ ХАРАКТЕРИСТИК ОБРАЗЦОВЫХ ВСЕВОЛНОВЫХ СЧЕТЧИКОВ  
НЕЙТРОНОВ ОВС-3**

**В. И. Фоминых**  
«Труды метрологических институтов СССР»,  
вып. 166(226), 1974, с. 21—26

Приводятся результаты сравнения основных метрологических характеристик семи образцовых всеволновых полустилеиновых счетчиков нейтронов типа ОВС-3. Отмечается удорожайность (в пределах 3%) воспроизводимость характеристик счетчика и предлагается метод экспрессной оценки энергетической зависимости ОВС-3. Описывается методика измерений плотности потока нейтронов с помощью этих счетчиков. Табл. 3. Ил. 4. Библ. назв. 4.

УДК 539.1.074.8.088

**АНАЛИЗ РЕЗУЛЬТАТОВ ИЗМЕРЕНИЙ НЕЙТРОННЫМИ ДЕТЕКТОРАМИ  
С ЭФФЕКТИВНОСТЬЮ, ЗАВИСЯЩЕЙ ОТ ЭНЕРГИИ НЕЙТРОНОВ**

**В. И. Фоминых, О. А. Мизульков**  
«Труды метрологических институтов СССР»,  
вып. 166(226), 1974, с. 27—30

Анализируются результаты измерений потока нейтронов неизвестного спектрального состава, полученные с помощью детекторов, эффективность которых зависит от энергии нейтронов. Для оценки потока нейтронов предлагается метод двух детекторов.

УДК 539.125.516.23.075

**НАПРАВЛЕННЫЙ ИЗЛУЧАТЕЛЬ ТЕПЛОВЫХ НЕЙТРОНОВ «ПРОЖЕКТОР»**

**В. И. Фоминых, О. А. Мизульков**  
«Труды метрологических институтов СССР»,  
вып. 166(226), 1974, с. 30—35

Анализируются системы для получения тепловых нейтронов, в которых используются потоковые источники нейтронов. Предложена конструкция и исследованы характеристики поля направленного излучателя тепловых нейтронов, обеспечивающего более эффективное применение источников быстрых нейтронов и улучшающего качество теплового потока. Табл. 3. Ил. 3. Библ. назв. 7.

УДК 539.125.52.03.089.68

**ИССЛЕДОВАНИЕ СТАБИЛЬНОСТИ И УГЛОВОГО РАСПРЕДЕЛЕНИЯ  
ПОТОКА НЕЙТРОНОВ ОБРАЗЦОВЫХ НЕЙТРОННЫХ ИСТОЧНИКОВ**

**В. И. Фоминых**  
«Труды метрологических институтов СССР»,  
вып. 166(226), 1974, с. 35—41

Приводятся результаты исследования стабильности и углового распределения потока нейтронов эталонных и образцовых источников. Отмечается, что поток нейтронов отдельных  $\text{PuBe}$ -источников увеличивается до 1,4% в год. Для уменьшения погрешности определения потока нейтронов рекомендуется во время измерений вращать вокруг оси. Табл. 1. Ил. 6. Библ. назв. 4.

УДК 539.125.516.22.083.5

### ОБЗОР ИНТЕГРАЛЬНЫХ МЕТОДОВ ИЗМЕРЕНИЯ ПАРАМЕТРОВ ПОЛЕЙ МЕДЛЕННЫХ НЕЙТРОНОВ

*О. Л. Андреев, Е. П. Кучерявенко*

*«Труды метрологических институтов СССР»,  
вып. 166(226), 1974, с. 41—48*

Рассматриваются интегральные методы измерения параметров спектра медленных нейтронов в средах, хорошо замедляющих быстрые нейтроны. Отмечается возможность получения данных о составляющих компонентах и о форме спектра. Библ. назв. 48.

УДК 539.1.074.8 : 539.22

### АНИЗОТРОПНЫЙ ДЕТЕКТОР НЕЙТРОНОВ

*В. И. Фоминых, Ю. А. Сажоненко, Ю. С. Салин*

*«Труды метрологических институтов СССР»,  
вып. 166(226), 1974, с. 49—51*

Разработан и исследован детектор нейтронов с анизотропной чувствительностью. При измерениях в направленном потоке нейтронов детектор позволяет определить направление на источник при удовлетворительном угловом разрешении.

УДК 539.122.075

### МЕТОД ОПРЕДЕЛЕНИЯ «МЕРТВОГО» ВРЕМЕНИ УСТАНОВОК ДЛЯ СЧЕТА ЧИСЛА ЧАСТИЦ И ФОТОНОВ

*Ю. С. Салин*

*«Труды метрологических институтов СССР»,  
вып. 166(226), 1974, с. 52—53*

Излагается метод определения «мертвого» времени счетной аппаратуры посредством двух источников с одинаковыми спектральными характеристиками и известным выходом без измерения потока частиц от двух источников одновременно. Табл. 1.

УДК 539.125.074

### ИЗМЕРЕНИЯ ПОТОКА НЕЙТРОНОВ $^{252}\text{Cf}$ -ИСТОЧНИКА

*В. И. Фоминых*

*«Труды метрологических институтов СССР»,  
вып. 166(226), 1974, с. 53—59*

Рассматриваются вопросы измерения полного числа нейтронов, испускаемых источником спонтанного деления на основе  $^{252}\text{Cf}$  абсолютным методом активации марганца и относительным измерением потока нейтронов на всеволновом счетчике ВНИИМ из полиэтилена. Исследована асимметрия потока нейтронов  $^{252}\text{Cf}$ -источника. Отмечено заметное изменение потока нейтронов источника со временем. Табл. 6. Библ. назв. 13.

УДК 539.122.164.074.3 : 621.318.3

### МАГНИТНЫЙ СПЕКТРОМЕТР ПАР ВНИИМ

*В. В. Скотников, М. Ф. Юдин, В. А. Юдан*

*«Труды метрологических институтов СССР»,  
вып. 166(226), 1974, с. 60—63*

Описывается магнитный спектрометр пар для анализа спектров фотонов тормозного излучения в диапазоне энергий 5—50 МэВ. Прибор предназначен для воспроизведения размеров единиц, применяемых для измерений дифференциальных характеристики пучков фотонов. Ил. 2. Библ. назв. 9.

### ИССЛЕДОВАНИЕ БЕТА-СПЕКТРОМЕТРА С ПОЛУПРОВОДНИКОВЫМ ДЕТЕКТОРОМ С ПОМОЩЬЮ ОБРАЗЦОВЫХ ИСТОЧНИКОВ КОНВЕРСИОННЫХ ЭЛЕКТРОНОВ

А. А. Константинов, Н. И. Кармалицын

*«Труды метрологических институтов СССР»,  
вып. 166(226), 1974, с. 64—67*

Приводится назначение бета-спектрометра с полупроводниковым детектором в метрологии ионизирующих излучений. Исследуются основные параметры бета-спектрометра с помощью образцовых спектрометрических источников конверсионных электронов  $^{137}\text{Cs}$  и  $^{20}\text{Bi}$ .

УДК 621.373.444 : 539.1.074.55

### ГЕНЕРАТОР ИМПУЛЬСОВ СТАБИЛЬНОЙ АМПЛИТУДЫ ДЛЯ СПЕКТРОМЕТРА С ПОЛУПРОВОДНИКОВЫМ ДЕТЕКТОРОМ

А. А. Макавич

*«Труды метрологических институтов СССР»,  
вып. 166(226), 1974, с. 67—70*

Описывается генератор импульсов стабильной амплитуды, предназначенный для работы в спектрометре с полупроводниковыми детекторами. Стабилизация амплитуды выходных импульсов генератора осуществляется с помощью схемы последовательного двукратного ограничения. Выходные сигналы генератора имеют следующие параметры: амплитуда 10—100 В, длительность 2, 5, 10, 100, 500 мкс, частота повторения 100—1000 Гц, нестабильность амплитуды не более 0,1%, точность установки амплитуды 0,9%, Ил. 1. Библиограф. назв. 7.

УДК 621.317.707.084.89 : 539.1.074.55

### УСТРОЙСТВО ДЛЯ РАСШИРЕНИЯ ЭНЕРГЕТИЧЕСКОГО ДИАПАЗОНА ШКАЛЫ АНАЛИЗАТОРА

А. А. Макавич

*«Труды метрологических институтов СССР»,  
вып. 166(226), 1974, с. 71—73*

Описывается устройство для расширения энергетической шкалы амплитудного анализатора импульсов, состоящее из формирователя импульсов с плоской вершиной и усилителя-эквивалента. Применение его в спектрометре с полупроводниковым детектором позволило расширить энергетический диапазон шкалы анализатора АИ-100 таким образом, что ширина одного его канала составляла около 6 кэВ. Ил. 1. Библиограф. назв. 6.

УДК 539.1.081

### О РЕКОМЕНДАЦИЯХ МКРЕ 1971 г.

М. Ф. Юдин

*«Труды метрологических институтов СССР»,  
вып. 166(226), 1974, с. 74—80*

Обсуждаются рекомендации МКРЕ (Международной Комиссии по радиационным единицам и измерениям) по радиационным величинам и единицам. Дано более строгое определение многих величин без изменения их смысла и области применения. Введен ряд новых понятий: дифференциальное распределение одной величины по отношению к другой, энергия ионизирующего излучения, передаваемая при излучении в единичный акт взаимодействия, постоянная экспозиционной дозы и др. Кроме того, введены новые величины, относящиеся к области модернизации и радиационной защите. Табл. 2. Библиограф. назв. 8.

УДК 621.039.84.089.5

### К ВОПРОСУ СОЗДАНИЯ ОБРАЗЦОВЫХ СРЕДСТВ ПОВЕРКИ РАДИОИЗОТОПНЫХ ТОЛЩИНОМЕРОВ

И. М. Басаргина, Н. И. Кармалицын

*«Труды метрологических институтов СССР»,  
вып. 166(226), 1974, с. 80—83*

Исследована неравномерность распределения поверхностной плотности по толщине рабочих мер тремя радиоизотопными методами и приведены результаты исследования по

двум из них: по разнице в поглощении бета- и альфа-излучения различными участками пленок и по энергетическому сдвигу пика в амплитудном спектре распределения импульсов моноэнергетических альфа-частиц. В качестве материала для образцовых мер поверхностной плотности рекомендованы лавсан (МРТУ 5-11-29-65) и алюминий (ГОСТ 4784-55). Ил. 2. Библ. назв. 5.

УДК 539.121.73.08 : 539.816.2

#### МЕТОДЫ ИЗМЕРЕНИЯ ПОВЕРХНОСТНОЙ ПЛОТНОСТИ ЛИСТОВЫХ МАТЕРИАЛОВ ПО ПОГЛОЩЕНИЮ АЛЬФА- И БЕТА-ИЗЛУЧЕНИЯ

*И. М. Басаргина, Н. И. Кармалицын*

*«Труды метрологических институтов СССР»,*

*вып. 166(226), 1974, с. 83—88*

Дается обзор литературы по методам измерения поверхностной плотности фольг и пленок по поглощению альфа- и бета-излучения, применяемым в лабораторных и промышленных измерениях. Табл. 1, Библ. назв. 20.

УДК 539.121.64 : 539.1074.2

#### ПОВЕРХНОСТНО-БАРЬЕРНЫЕ ДЕТЕКТОРЫ С БОЛЬШОЙ РАБОЧЕЙ ПЛОЩАДЬЮ ДЛЯ ИССЛЕДОВАНИЯ СПЕКТРАЛЬНЫХ ХАРАКТЕРИСТИК ЗАРЯЖЕННЫХ ЧАСТИЦ

*Н. И. Кармалицын, А. А. Макович*

*«Труды метрологических институтов СССР»,*

*вып. 166(226), 1974, с. 88—93*

Описывается технология изготовления поверхностно-барьерных детекторов с рабочей площадью до  $3,5 \text{ см}^2$ , позволяющих исследовать спектральные характеристики не только источников альфа-излучения, но и источников конверсионных электронов. Энергетическое разрешение детектора с  $S = 3,5 \text{ см}^2$  по образцовому спектрометрическому альфа-источнику (ОСАН)  $^{239}\text{Pu} + ^{241}\text{Am} + ^{244}\text{Cm}$  составляет 58 кэВ для  $E_{\alpha} = 5,48 \text{ МэВ}$ , а для конверсионных электронов цезия-137 (К-линия, 624 кэВ) — 14,5 кэВ. Табл. 2, Ил. 4, Библ. назв. 9.

## СОДЕРЖАНИЕ

Предисловие	3
<b>I. Нейтронные измерения</b>	
Андреев О. Л., Кучерявенко Е. П., Тумольский В. А., Харитонов И. А., Ярицына И. А. Микет вторичного (рабочего) эталона единицы плотности потока тепловых нейтронов	5
Иванов Ю. В., Кресс Р. П. Детектор нейтронов промежуточных энергий со сферическим замедлителем	7
Иванов Ю. В., Ткаченко С. И. Детектор нейтронов промежуточных энергий на основе $^{10}\text{B}$	10
Андреев О. Л., Кучерявенко Е. П., Тумольский В. А., Яновский А. П., Ярицына И. А. Аттестация образцовой установки УКПН-1 по вторичному эталону единицы плотности потока тепловых нейтронов	15
Шеболев В. Т., Харитонов И. А., Яблоков Ш. В., Рамендик З. А. Исследование радиационного поля нейтронного генератора при возбуждении $\text{T}(d, n)^4$ Не-реакции	18
Фоминых В. И. Сравнение характеристик образцовых всеволновых счетчиков нейтронов ОВС-3	21
Фоминых В. И., Мизуных О. А. Анализ результатов измерений нейтронными детекторами с эффективностью, зависящей от энергии нейтронов	27
Фоминых В. И., Мизуных О. А. Направленный излучатель тепловых нейтронов «Прожектор»	30
Фоминых В. И. Исследование стабильности и углового распределения потока нейтронов образцовых нейтронных источников	35
Андреев О. Л., Кучерявенко Е. П. Обзор интегральных методов измерения параметров полей медленных нейтронов	41
Фоминых В. И., Самоненко Ю. А., Силин Ю. С. Анизотропный детектор нейтронов	48
Силин Ю. С. Метод определения «мертвого» времени установок для счета числа частиц и фотонов	52
Фоминых В. И. Измерение потока нейтронов $^{252}\text{Cf}$ -источника	53
<b>II. Спектрометрия излучения и другие вопросы</b>	
Скотников В. В., Юдик М. Ф., Юдик В. А. Магнитный спектрометр пар ВНИИМ	60
Константинов А. А., Кармалицын Н. И. Исследование бета-спектрометра с полупроводниковым детектором с помощью образцовых источников конверсионных электронов	64
Макович А. А. Генератор импульсов стабильной амплитуды для спектрометра с полупроводниковым детектором	67
Макович А. А. Устройство для расширения энергетического диапазона шкалы анализатора	71
Юдик М. Ф. О рекомендациях МКРЕ 1971 г.	74
Бисаргина И. М., Кармалицын Н. И. К вопросу создания образцовых средств проверки радиоизотопных голюциометров	80
Бисаргина И. М., Кармалицын Н. И. Методы измерения поверхностной плотности листовых материалов по поглощению $\alpha$ - и $\beta$ -излучения	83
Кармалицын Н. И., Макович А. А. Поверхностно-барьерные детекторы с большой рабочей площадью для исследования спектральных характеристик заряженных частиц	88
Рефераты статей, опубликованных в сборнике	94

ИССЛЕДОВАНИЯ В ОБЛАСТИ ИЗМЕРЕНИЯ ИОНИЗИРУЮЩИХ  
ИЗЛУЧЕНИЙ

Труды метрологических институтов СССР

Выпуск 166(226)

Редактор *Л. Ф. Садовская*

Техн. редактор *Э. Г. Васер*

Корректор *С. В. Новикова*

---

Сдано в набор 9/IV 1974 г. Подписано к печати 14/VI 1974 г. М-43583. Формат 60×90/16.  
Бумага типографская № 3. Печ. л. 6,25. Уч.-изд. л. 8,35. Тираж 1000 экз. Заказ № 215.  
Цена 84 коп.

---

Ленинградское отделение издательства «Энергия», 192041, Ленинград, Марсово поле, 1.

Типография Всесоюзного ордена Трудового Красного Знамени  
научно-исследовательского института гидротехники имени  
Б. Е. Веденеева, 194220, Ленинград, Гжатская ул., 21.



Цена 84 коп.