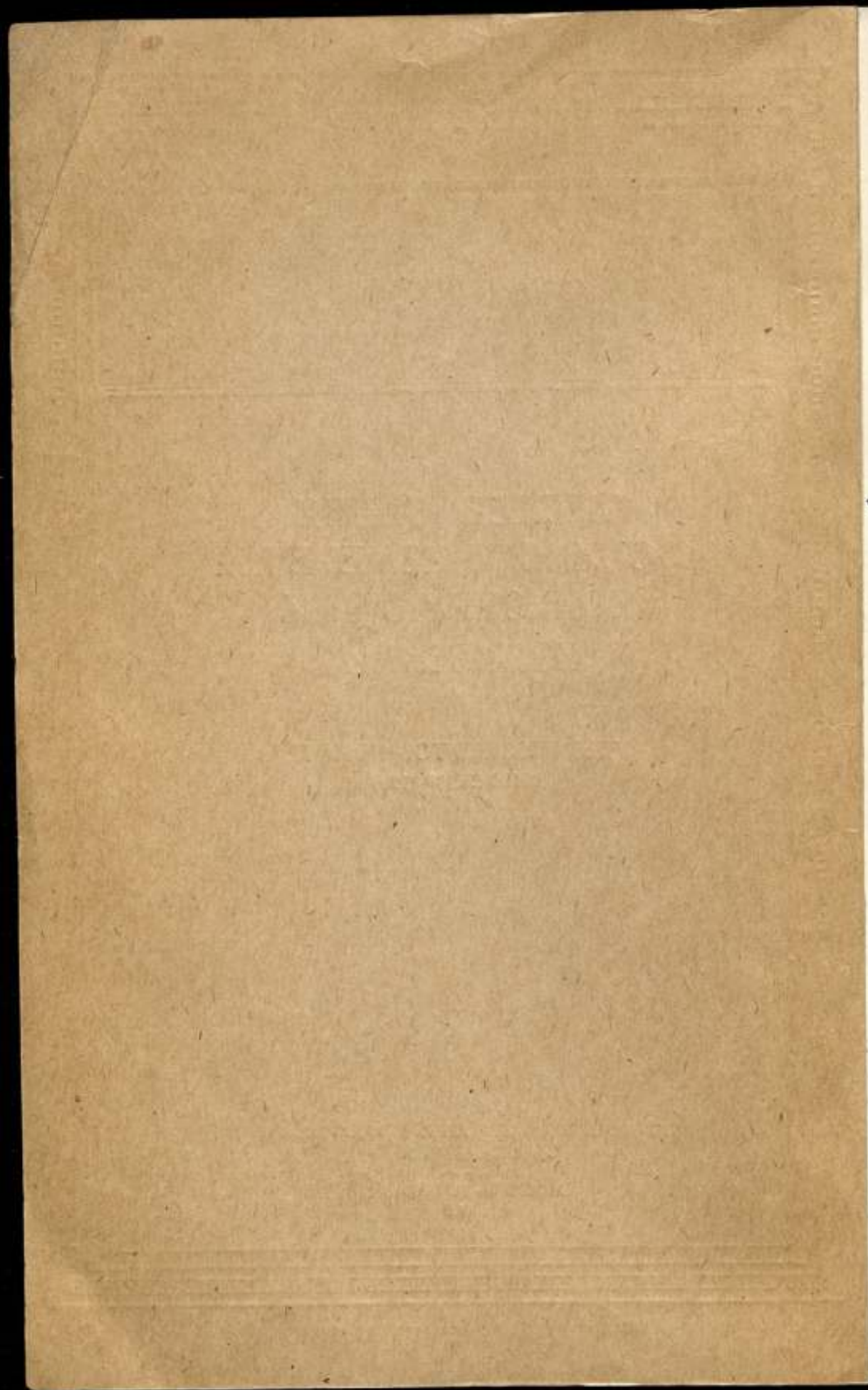


КОМИТЕТ СТАНДАРТОВ, МЕР И ИЗМЕРИТЕЛЬНЫХ ПРИБОРОВ
ПРИ СОВЕТЕ МИНИСТРОВ СССР
ВСЕСОЮЗНЫЙ НАУЧНО-ИССЛЕДОВАТЕЛЬСКИЙ
ИНСТИТУТ МЕТРОЛОГИИ
ИМ. Д. И. МЕНДЕЛЕЕВА

ИССЛЕДОВАНИЯ
В ОБЛАСТИ ИЗМЕРЕНИЯ
ИОНИЗИРУЮЩИХ
ИЗЛУЧЕНИЙ

ТРУДЫ ИНСТИТУТОВ КОМИТЕТА
ВЫПУСК 69 (129)

ГОСУДАРСТВЕННОЕ ИЗДАТЕЛЬСТВО СТАНДАРТОВ
СТАНДАРТГИЗ
МОСКВА—ЛЕНИНГРАД
1962



in case of

КОМИТЕТ СТАНДАРТОВ, МЕР И ИЗМЕРИТЕЛЬНЫХ ПРИБОРОВ
ПРИ СОВЕТЕ МИНИСТРОВ СССР

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

ИССЛЕДОВАНИЯ
В ОБЛАСТИ ИЗМЕРЕНИЯ
ИОНИЗИРУЮЩИХ
ИЗЛУЧЕНИЙ

ТРУДЫ ИНСТИТУТОВ КОМИТЕТА

ВЫПУСК 69 (129)

Под редакцией
канд. техн. наук Ф. М. КАРАБАЕВА



ГОСУДАРСТВЕННОЕ ИЗДАТЕЛЬСТВО СТАНДАРТОВ
СТАНДАРТГИЗ

МОСКВА—ЛЕНИНГРАД
1962

me 12924 f

Редакционный совет

П. Н. Агалецкий, К. К. Аглинцев, Н. Н. Александрова,
В. О. Арутюнов, С. В. Горбачевич, Е. Ф. Долинский,
М. К. Жоховский, Л. М. Закс, В. В. Кандыба, Л. К. Каяк,
И. И. Киренков, Д. К. Колаеров, Е. Т. Чернышев,
К. П. Широков, Е. Г. Шрамков, Б. М. Яновский

Ответственный редактор
д-р техн. наук проф. В. О. АРУТЮНОВ

ПРЕДИСЛОВИЕ

Работы, помещенные в настоящем сборнике, выполнены в 1959—1960 гг. в лабораториях отдела ионизирующих излучений, а также в лаборатории ядерной спектроскопии ВНИИМ.

Материал сборника отражает основную направленность научно-исследовательских работ ВНИИМ в области измерений ионизирующих излучений — создание методов и средств для воспроизведения единиц измерений в указанной области и передачи их правильного размера от эталонов к образцовым мерам и измерительным приборам.

В начале сборника помещен ряд работ в области радиометрии. Статьи В. Я. Алексева и А. А. Константинова и А. А. Константинова и А. Е. Кочина содержат описание эталонных установок для воспроизведения единицы активности методом абсолютного счета α - и β -частиц, соответственно. Статья В. Я. Алексева, А. А. Константинова, В. В. Перепелкина, И. А. Соколовой и Н. В. Тришина посвящена описанию аппаратуры, созданной для измерения внешнего излучения распределенных α - и β -излучателей и относительной неравномерности распределения активности по поверхности этих излучателей. В статье К. К. Аглинцева, Е. П. Москвиной и С. А. Русиновой описана методика измерения активности β -источников с помощью экстраполяционной ионизационной камеры.

Следующие работы относятся к области рентгенометрии. В статье М. Ф. Юдина приведены результаты вычисления некоторых поправок, подлежащих учету при воспроизведении единицы экспозиционной дозы в области γ -излучения с энергией квантов от 250 до 3000 кэв. В статье К. К. Аглинцева рассмотрены различные аспекты применения γ -излучателей Co^{60} в качестве образцовых мер, воспроизводящих единицу мощности экспозиционной дозы.

Далее помещены работы, относящиеся к области нейтронных измерений. Статья В. И. Фоминых и И. А. Ярицыной содержит описание установки для сравнения нейтронных излучателей одинакового спектрального состава. Статья И. А. Ярицыной посвящена рассмотрению сравнительных характеристик различных типов делительных камер и обсуждению возможности их использования при измерении нейтронных

потоков. Статья В. Т. Шеболева содержит теоретический анализ ожидаемых погрешностей при воспроизведении единицы нейтронного потока методом сопутствующих частиц.

Заключает сборник статья И. Ф. Учеваткина, в которой приведено описание магнитного β -спектрометра с двукратной фокусировкой на угол 180° , разработанного в лаборатории ядерной спектроскопии ВНИИМ.

Редактор

В. Я. АЛЕКСЕЕВ, А. А. КОНСТАНТИНОВ
ВНИИМ

УСТАНОВКА УСЧ-1 ДЛЯ АБСОЛЮТНОГО ИЗМЕРЕНИЯ АКТИВНОСТИ α -ИЗЛУЧАТЕЛЕЙ

Для воспроизведения единицы активности по α -излучению на основе ранее разработанной методики сконструирована и исследована установка УСЧ-1. Установка позволяет определять активность α -излучателей в диапазоне от $2 \cdot 10^{-12}$ до $3 \cdot 10^{-7}$ кюри с погрешностью не выше 3%.

Воспроизведение единицы активности осуществляется эталонным методом путем определения числа частиц или квантов, испускаемых радиоактивным препаратом в единицу времени.

Для воспроизведения единицы активности по α -излучению на основе ранее разработанной методики сконструирована и исследована установка УСЧ-1, позволяющая производить абсолютные измерения активности образцовых α -излучателей 1-го разряда путем счета испускаемых излучателем α -частиц. Счет α -частиц производится с помощью 4л-счетчика, работающего в пропорциональном режиме.

Описание установки

Установка УСЧ-1 (рис. 1) состоит из двух стенов: а) стенов с 4л-счетчиком, вакуумной системой и радиотехническими устройствами для регистрации импульсов от 4л-счетчика и б) стенов с источниками питания.

4л-счетчик представляет собой два медных цилиндра диаметром 80 мм и высотой 40 мм (рис. 2). Внутри цилиндров натянута константановая нить диаметром 100 мк.* Между цилиндрами помещается измеряемый α -излучатель, закрепленный на специальной рамке. Штативы, фиксирующие цилиндры и стойки с пазами укреплены на общем металлическом столике. Столик имеет отвод с краном для откачки и наполнения счетчика и две клеммы для подачи высокого напряжения на его нити. Счетчик закрывается стеклянным колпаком, притертым к поверхности столика. Притертые поверхности столика и стеклянного колпака смазываются вакуумной смазкой. Таким образом, 4л-счетчик состоит из

* В связи с введением с 1 января 1963 г. ГОСТ 9867-61 «Международная система единиц» вместо единицы «микрон» следует применять равную ей долевую единицу «микрометр» (1 мкм = 10^{-6} м).

двух половин, каждая из которых может быть использована как 2л-счетчик. Воздух из пространства под колоколом откачивается фор-

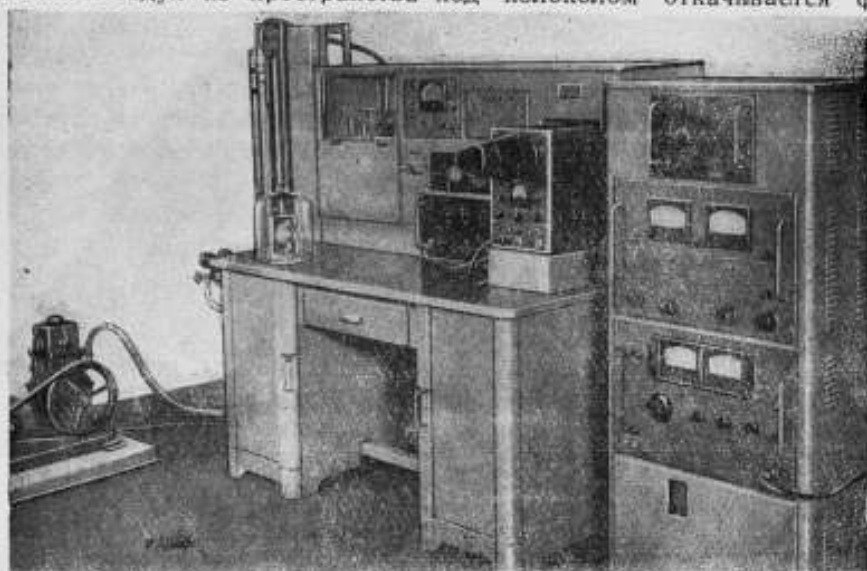


Рис. 1. Общий вид установки УСЧ-1.

вакуумным насосом типа РВН-20 до 10^{-2} мм рт. ст.* и наполняется метаном до давления 220—240 мбар. Блок-схема установки изображена на рис. 3.

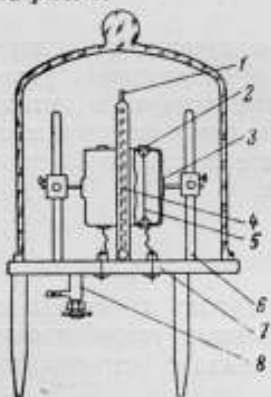


Рис. 2. Схема 4л-счетчика.

1 — рамка с алюминиевой фольгой; 2 — полистироловые вводы; 3 — корпус счетчика (два цилиндра); 4 — излучатель; 5 — нить счетчика; 6 — стойка; 7 — латунный столик; 8 — кран.

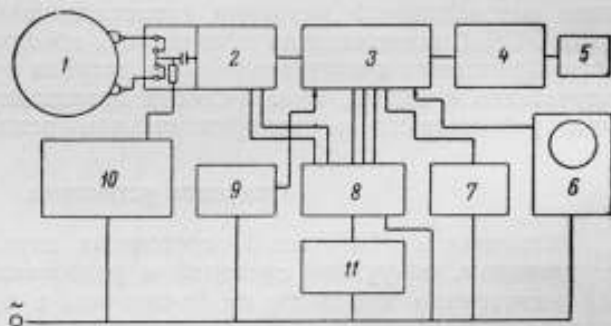


Рис. 3. Блок-схема установки.

1 — 4л-счетчик; 2 — предварительный усилитель; 3 — линейный усилитель; 4 — пересчетное устройство типа ПС-64; 5 — электромагнитический счетчик; 6 — синхроскоп типа 25И; 7 — электронный стабилизатор, 150 в; 8 — выпрямитель типа ВС-12; 9 — ламповый вольтметр типа А-4М2; 10 — выпрямитель типа ВС-10; 11 — стабилизатор напряжения типа СНЗ-120 — 0,1.

Усилительное устройство обладает коэффициентом усиления порядка 10 000 и представляет собой широкополосный линейный усилитель [1] с предусилителем [2]. Уровень собственных шумов усилителя с

* В связи с введением с 1 января 1963 г. ГОСТ 9867—61 «Международная система единиц» давление газов следует выражать в ньютонах на квадратный метр ($1 \text{ мм рт. ст.} = 133,322 \text{ н/м}^2$; $1 \text{ бар} = 10^5 \text{ н/м}^2$).

предусилителем не превышает 30 дБ при полосе пропускания порядка 2–3 МГц. Выход усилителя соединен с дискриминатором, который позволяет выделять импульсы амплитудой от 1 до 100 в. В качестве пересчетной системы используется прибор типа ПС-64. Для контроля за величиной напряжения запирания дискриминатора применяется ламповый вольтметр типа А-4М2. С помощью синхроскопа типа 25И можно проследить прохождение сигнала через весь усилительный тракт.

Питание анодных и накальных цепей усилителя осуществляется стабилизированным выпрямителем типа ВС-12, а высокостабильный выпрямитель типа ВС-10 позволяет создать необходимую разность потенциалов между нитью и поверхностью цилиндра счетчика.

Для получения отрицательного напряжения запирания используется выпрямитель с электронной стабилизацией, схема которого описана в работе [3].

Методика измерений

Для производства измерений из счетчика вначале откачивают воздух, затем наполняют до давления 220–240 мбар* метаном, предварительно очищенным в специальных колбах-резервуарах, в которые насыпан порошок пентаоксида (P_2O_5).

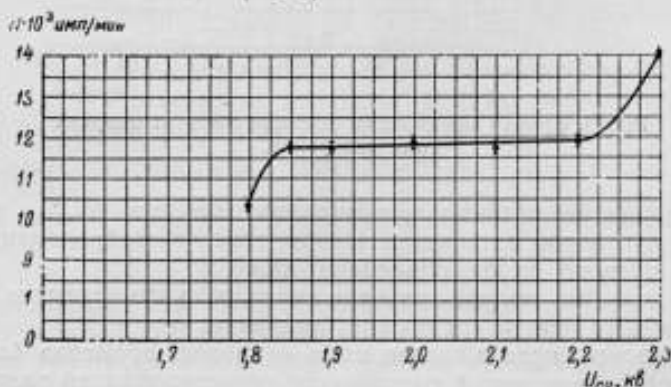


Рис. 4. Зависимость скорости счета N от напряжения $U_{сч}$ на нити счетчика.

Измерения заключаются в определении счетной характеристики счетчика, т. е. зависимости числа импульсов N от напряжения $U_{сч}$ на нити счетчика (рис. 4). Характерным для счетной характеристики является быстрый рост числа регистрируемых импульсов при увеличении напряжения $U_{сч}$. При дальнейшем увеличении напряжения на характеристике счетчика появляется так называемое плато, где скорость счета остается постоянной в известном интервале напряжений, и наконец происходит снова резкий подъем кривой при переходе к регистрации β -частиц. Небольшой наклон плато счетной характеристики объясняется присутствием α -частиц, потерявших значительную часть энергии в источнике. Фон при напряжении, соответствующем плато, не превышает 1,5–2 имп/мин. В этой области напряжений установка совершенно не чувствительна к γ -излучению с мощностью дозы до 0,5 р/ч.

Кроме счетной характеристики 4л-счетчика определяется кривая запирания, дающая зависимость числа импульсов, поступающих с на-

* См. сноску на стр. 6.

грузки счетчика, от напряжения запирания (дискриминирующего потенциала) при постоянном напряжении на нити счетчика (рис. 5). Это постоянное напряжение выбирается равным напряжению в тот момент, когда начинает регистрироваться электронная составляющая фона. Такой выбор постоянного напряжения при снятии кривой запирания определяется двумя причинами: если взять это напряжение больше, тогда скорость счета от электронной составляющей будет больше, следовательно, горизонтальный участок кривой запирания будет дальше от оси N и будет больше погрешность экстраполяции. Если же это постоянное напряжение выберем меньше, то не зарегистрируется некоторое количество α -частиц, потерявших значительную часть своей энергии в самом веществе источника. Экстраполируя прямолинейный участок кривой за-

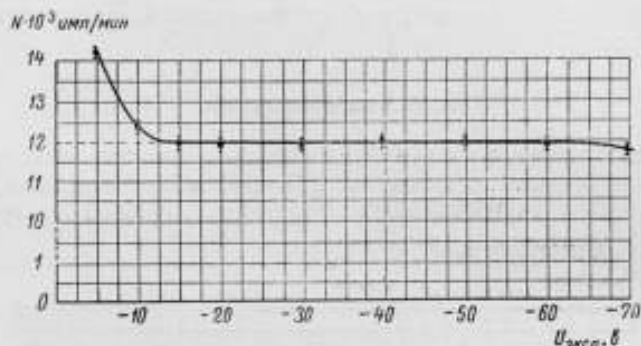


Рис. 5. Кривая зависимости скорости счета от напряжения запирания.

пирания к нулевому потенциалу запирания, получаем $N_{экстр}$, т. е. число α -частиц при нулевом запирании. Необходимость экстраполяции кривой запирания к нулю будет объяснена ниже.

Чтобы получить полное значение активности измеряемого α -излучателя, необходимо ввести следующие поправки:

а) на просчет числа α -частиц из-за «мертвого времени» 4π -счетчика или конечной разрешающей способности регистрирующей радиотехнической установки;

б) на самопоглощение α -частиц;

в) на обратное рассеяние α -частиц от подложки, на которую нанесен источник (в случае счета α -частиц в телесном угле 2π) или на поглощение α -частиц в тонкой пленке, на которую нанесен α -источник (в случае счета α -частиц в телесном угле 4π).

Поправка на просчет числа частиц из-за «мертвого времени» определяется формулой [4]

$$N_{ист} = \frac{N_{рег}}{1 - tN_{рег}}, \quad (1)$$

где $N_{ист}$ — истинное число α -частиц, испускаемых источником в 1 сек;
 $N_{рег}$ — число α -частиц, зарегистрированных установкой в 1 сек;
 t — «мертвое время» (в сек).

«Мертвое время» t определяется методом трех измерений с двумя источниками приблизительно равной активности [4] и вычисляется по формуле

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

где N_1 и N_2 — число зарегистрированных счетчиком α -частиц соответственно от первого и второго источника;

$N_{1,2}$ — число зарегистрированных счетчиком α -частиц от первого и второго источника одновременно.

«Мертвое время» счетчика, определенное по формуле (2), оказалось равным $(12 \pm 2) \cdot 10^{-6}$ сек. Для случая, когда просчетом числа α -частиц из-за «мертвого времени» можно пренебречь, величина активности α -излучателя определяется выражением [5]:

$$N_0 = \frac{2N_{\text{рег}}}{1 - \frac{h}{2[R(0) - R(E)]} + 0,201\Phi(E)}, \quad (3)$$

где

N_0 — полное число α -частиц, испускаемых источником;
 $N_{\text{рег}}$ — число α -частиц, зарегистрированных 4π -счетчиком в телесном угле 2π , т. е. одной половиной счетчика;

h — толщина активного слоя излучателя;

$R(0)$ — пробег α -частиц в веществе излучателя;

$R(E)$ — минимальный пробег α -частиц в газе счетчика, способных давать импульс напряжения, достаточный для регистрации;

$\Phi(E)$ — величина, определяющая поправку на обратное рассеяние α -частиц от подложки. Ее значение взято из работы [5]. $\Phi(E)$ является функцией начального пробега α -частиц $R(0)$ и остаточного пробега $R(E)$ и зависит от вещества, в котором происходит обратное рассеяние;

$\frac{h}{2[R(0) - R(E)]}$ — поправка на самопоглощение α -частиц в источнике.

Эта поправка применима только для случая, когда $h \ll [R(0) - R(E)]$.

Возможность регистрации импульса зависит от потенциала запира-ния. Следовательно, чем ниже потенциал запира-ния, тем меньше $R(E)$, и, когда потенциал запира-ния стремится к нулю, $R(E)$ тоже стремится к нулю. Но при нулевом потенциале дискриминатора счет α -частиц производить невозможно из-за собственных шумов усилителя. Поэтому для исключения величины $R(E)$ из формулы (3) снимается кривая зависимости скорости счета α -частиц от величины дискриминационного потен-циала (кривая рис. 5). При экстраполяции этой кривой к нулю полу-чаем число α -частиц при нулевом потенциале дискриминатора и, следо-вательно, в этом случае $R(E) = 0$. Тогда формула (3) примет вид

$$N_0 = \frac{2N_{\text{экстр}}}{1 - \frac{h}{2R(0)} + 0,201\Phi(0)}. \quad (4)$$

Если счет α -частиц производится в телесном угле 4π , то поправка на самопоглощение определяется выражением

$$N_0 = \frac{N_{\text{экстр}}}{1 - \frac{h}{2R(0)}}. \quad (5)$$

а поправка на поглощение α -частиц в тонкой пленке, на которую нане-сен α -излучатель, определяется по формуле

$$\tau = \frac{N' - N''}{N'}. \quad (6)$$

где τ — поправка на поглощение α -частиц в тонкой пленке;
 N' и N'' — число α -частиц, зарегистрированное соответственно первой
 и второй половинами 4 π -счетчика.

Таким образом, при измерении активности α -излучателя на одной
 половине 4 π -счетчика, т. е. в телесном угле 2π , полное число α -частиц
 N_0 , испускаемых излучателем, определяется по формуле

$$N_0 = \frac{2N_{\text{экстр}}}{(1 - tN_{\text{экстр}}) \left[1 - \frac{h}{2R(0)} + 0,201\Phi(0) \right]} \quad (7)$$

где $N_{\text{экстр}}$ — число α -частиц, полученное путем экстраполяции кривой
 записания (рис. 5) к нулю потенциала записания.

Погрешность абсолютного измерения числа α -частиц

Исходя из формулы (7), относительную погрешность определения
 полного числа α -частиц N_0 можно выразить формулой

$$\frac{\Delta N_0}{N_0} = \pm \sqrt{\left[\frac{\Delta N_{\text{экстр}}}{N_{\text{экстр}}(1 - N_{\text{экстр}}t)} \right]^2 + \left(\frac{N_{\text{экстр}}\Delta t}{1 - N_{\text{экстр}}t} \right)^2 + \frac{\left(\Delta \left[1 + \frac{h}{2R(0)} + 0,201\Phi(0) \right] \right)^2}{\left[1 + \frac{h}{2R(0)} + 0,201\Phi(0) \right]^2}} \quad (8)$$

Эта погрешность состоит из погрешности, вносимой при определе-
 нии экстраполированного значения числа α -частиц $N_{\text{экстр}}$, погрешно-
 сти, вносимой при введении поправки на просчет из-за «мертвого вре-
 мени» 4 π -счетчика, и погрешности, вносимой при определении поправки
 на самопоглощение и обратное рассеяние α -частиц. Определим величину
 каждой из перечисленных выше погрешностей.

Величина $N_{\text{экстр}}$ определяется из кривой записания. Кроме того, ее
 можно определить аналитически по формуле

$$N_{\text{экстр}} = N_2 + \frac{N_1 - N_2}{U_2 - U_1} U_2, \quad (9)$$

где N_1 и N_2 — число α -частиц, зарегистрированных соответственно при по-
 тенциалах дискриминации U_1 и U_2 . При этом значения
 N_1 и N_2 выбираются таким образом, чтобы они лежали на
 прямолинейном участке кривой записания.

Тогда погрешность $\Delta N_{\text{экстр}}/N_{\text{экстр}}$ определяется по формуле

$$\frac{\Delta N_{\text{экстр}}}{N_{\text{экстр}}} = \pm \sqrt{\left(\frac{\Delta N_1 U_2}{U_2 - U_1} \right)^2 + \left(\frac{\Delta N_2 U_1}{U_2 - U_1} \right)^2} \quad (10)$$

Так как кривая записания, снятая на нашей установке при изме-
 рении α -излучателей с активным слоем толщиной не более 20–
 40 мкг/см^2 ,* имеет весьма малый наклон линейной части и разность
 величин $U_2 - U_1$ достаточно большая (большой прямолинейный уча-
 сток), то погрешность $N_{\text{экстр}}$ в основном определяется погрешностью N_1 ,
 т. е. равна статистической погрешности числа α -частиц, зарегистриро-
 ванных 4 π -счетчиком, т. е.

$$\frac{\Delta N_{\text{экстр}}}{N_{\text{экстр}}} = \frac{1}{\sqrt{N_{\text{экстр}}}} \quad (11)$$

* В связи с введением с 1 января 1963 г. ГОСТ 9867–61 «Международная си-
 стема единиц» для характеристики толщины тонких слоев следует указывать массу
 1 м^2 данного слоя ($1 \text{ г/см}^2 = 10^6 \text{ г/м}^2 = 10 \text{ кг/м}^2$).

Погрешность, вносимая при введении поправки на просчет из-за «мертвого времени» 4л-счетчика, определяется в основном вторым членом в формуле (8), т. е. $N_{\text{экстр}} \Delta t / (1 - N_{\text{экстр}} t)$. Нетрудно видеть, что эта погрешность зависит от скорости счета, от величины и точности определения t . Поэтому при низких скоростях счета зачастую можно пренебречь не только погрешностью из-за поправки на просчет, но и самой поправкой на просчет из-за «мертвого времени». Так, например, при скорости счета 100 000 *имп/мин* погрешность из-за неточности определения t составляет $\pm 0,3\%$.

Погрешность, вносимая при определении поправки на самопоглощение и обратное рассеяние α -частиц от подложки, определяется третьим членом под корнем в формуле (8) и зависит только от погрешности определения начального пробега α -частиц $\Delta R(0)$, погрешности определения толщины слоя Δh и погрешности определения функции рассеяния $\Delta F(0)$. Значения поправок на обратное рассеяние α -частиц от подложки приведены в работе [5]. Так, например, значение поправки на обратное рассеяние α -частиц от алюминиевой подложки составляет всего 0,5%, и погрешностью от этой поправки можно пренебречь. Если же мы имеем дело с толщинами активного слоя α -излучателя выше 20—40 *мкг/см*,* то погрешность, вносимая этой поправкой, определяется выражением $\Delta \left(1 - \frac{h}{2R(0)}\right) / \left(1 - \frac{h}{2R(0)}\right)$. Для тонких излучателей эта поправка не превышает десятых долей процента.

Таким образом, основной погрешностью измерений активности α -излучателей является статистическая погрешность.

Чтобы получить заданную точность измерений, необходимо зарегистрировать определенное число α -частиц и, следовательно, затратить то или иное время. Время одного измерения при заданной статистической погрешности может быть определено из формулы

$$t = \frac{\left(1 + \frac{N_{\phi}}{N_x}\right) \left(1 + 2 \frac{N_{\phi}}{N_x}\right) \cdot 10\,000}{\delta^2 N_x}, \quad (12)$$

где t — время одного измерения, *мин*;

N_{ϕ} — число фоновых импульсов в 1 *мин*;

N_x — скорость счета от измеряемого излучателя, *имп/мин*;

δ — заданная статистическая погрешность, %.

Заключение

Применение 4л-счетчика для абсолютного счета α -частиц дает возможность измерять активность α -излучателей в диапазоне от $2 \cdot 10^{-12}$ до $3 \cdot 10^{-7}$ *кюри*. Погрешность измерений на нижнем пределе измерений активности почти целиком определяется статистической погрешностью, а на верхнем — погрешностью, вносимой при введении поправки на просчет из-за «мертвого времени» счетчика. Таким образом, препараты активностью от $2 \cdot 10^{-12}$ до 10^{-7} *кюри* могут быть измерены с практической точностью 1—1,5% (для тонких источников порядка 20—40 *мкг/см²**).

* См. сноску на стр. 10.

На верхнем пределе измерений, т. е. от 10^{-7} до $3 \cdot 10^{-7}$ кюри, погрешность измерений достигает $2 \pm 2,5\%$.

Созданная установка по своим характеристикам вполне удовлетворяет предъявляемым к ней требованиям и применяется для градуировки образцовых α -излучателей 1-го разряда.

ЛИТЕРАТУРА

1. Madel F., Bell P. a. Jordan W., Rev. Sci. Instr., v. 23, 1952, p. 30.
2. Бровченко В. Г. и Молчанов Ю. Д., Предусилитель с малым уровнем шумов, ПТЭ, № 2, 1957, стр. 67.
2. Элмор В. и Сендс М., Электроника в ядерной физике, ИЛ, 1953.
4. Аглинцев К. К., Дозиметрия ионизирующих излучений, Гостехиздат, 1957.
5. Росси Б. и Штауб Г., Ионизационные камеры и счетчики, ИЛ, 1951.

Поступила в редакцию
12/IV 1961 г.

А. А. КОНСТАНТИНОВ, А. Е. КОЧИН

ВНИИМ

УСТАНОВКА УСЧ-2 ДЛЯ АБСОЛЮТНОГО ИЗМЕРЕНИЯ АКТИВНОСТИ β -ИЗЛУЧАТЕЛЕЙ

Описывается образцовая установка ВНИИМ, состоящая из пропорционального 4л-счетчика и соответствующей радиотехнической аппаратуры, позволяющая измерять активности и внешнее излучение β -излучателей и удельные активности образцовых растворов.

В настоящее время для абсолютного измерения активности β -излучателей в диапазоне $5 \cdot 10^{-11}$ – 10^{-6} кюри применяются счетчики с геометрией 4л (4л-счетчики), работающие в режиме ограниченной пропорциональности и в пропорциональном режиме. 4л-счетчики, работающие в гейгеровском режиме, применяются для измерения активности β -излучателей в диапазоне от $5 \cdot 10^{-11}$ до 10^{-8} кюри. 4л-счетчики обладают наибольшей чувствительностью и позволяют получить наибольшую точность по сравнению с измерениями слабых β -активностей другими способами. Существует много различных конструкций 4л-счетчиков, отличающихся друг от друга формой, размерами, расположением нитей, составом применяемого газа и режимом работы.

Ниже приводится описание установки УСЧ-2 с пропорциональным 4л-счетчиком, созданной во ВНИИМ и предназначенной для абсолютного измерения активности образцовых β -излучателей 1-го разряда на металлических подложках с диаметром активной поверхности до 24 мм, а также для определения удельной активности образцовых растворов 1-го разряда и различных β -активных нуклидов.

Описание установки

Установка состоит из стола (рис. 1), на котором смонтирован 4л-счетчик* со свинцовой защитой и вакуумной системой, и стэнда с радиотехнической аппаратурой (рис. 2).

Для откачки и наполнения счетчика метаном используется вакуумная установка, смонтированная на одном столе с 4л-счетчиком (кроме форвакуумного насоса).** С помощью форвакуумного насоса достигается вакуум 10^{-2} – 10^{-3} мм рт. ст.*** Метан для наполнения счет-

* См. статью на стр. 5, рис. 2.

** См. статью на стр. 26, рис. 6.

*** См. список на стр. 6.

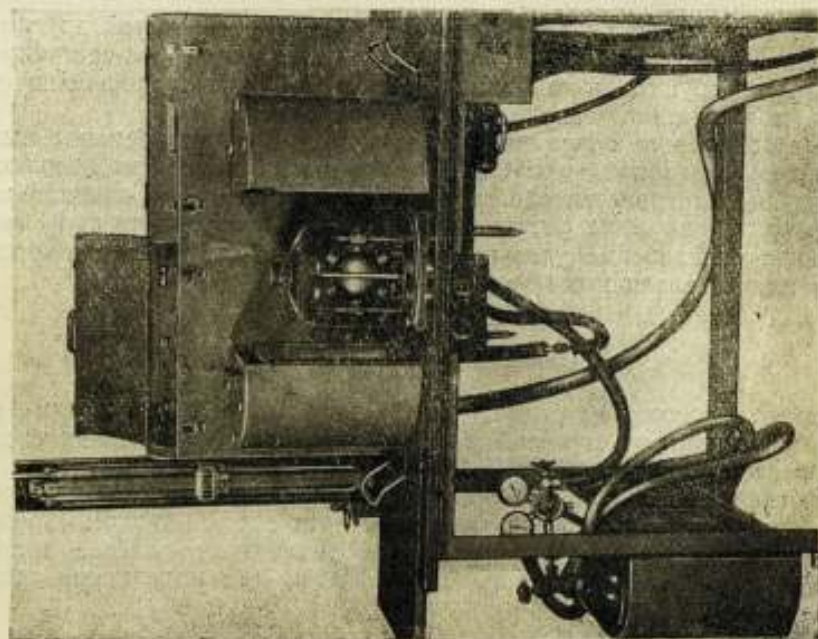


Рис. 1. 4п-сегетик с вакуумной системой и санцовой защитой.

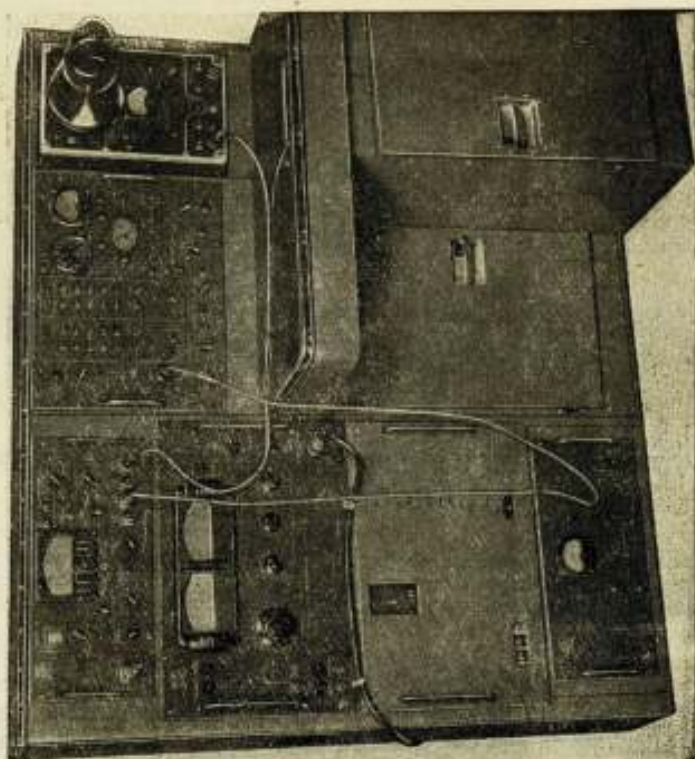


Рис. 2. Стена с радиотехнической аппаратурой.

чика предварительно осушивают в колбах от паров воды с помощью пентаоксида (P_2O_5). Установка позволяет наполнять счетчик метаном или смесью других газов до давления не выше атмосферного.

На стенде с радиотехнической аппаратурой (рис. 2) расположены: 1) усилитель типа УШ-2 с внутренним дискриминатором; 2) пересчетное устройство ПС-10000; 3) высоковольтный стабилизированный выпрямитель ВС-10; 4) синхроскоп 25И.

Блок-схема установки аналогична приведенной на рис. 5 (стр. 26), но вместо стабилизированного выпрямителя ВС-22 в ней имеются два блока ВС-10.

Схема усилителя УШ-2 значительно изменена по сравнению со стандартной для уменьшения перегрузки его от импульсов с большой

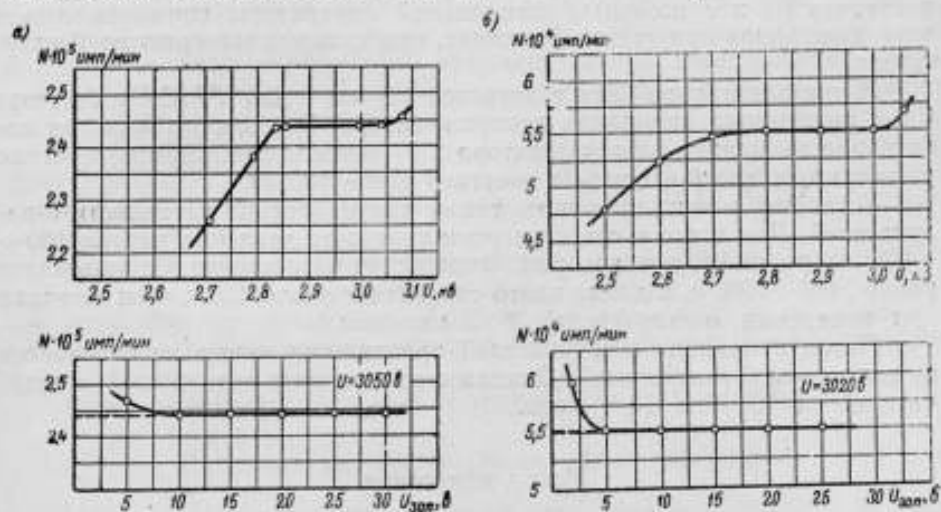


Рис. 3. Плато и кривая записания 4 π -счетчика.

а) препарат ^{50}S , напряжение на счетчике $U = 3050$ в; б) препарат C^{14} , напряжение на счетчике $U = 3020$ в. Толщина пленки 20 мкг/см 2 , диаметр пятна 5 мм, давление метана 360 мм рт. ст., коэффициент усиления 300 000.

амплитудой. Максимальный коэффициент усиления УШ-2 равен 300 000. Импульсы на выходе его имеют длительность ~ 1 мксек и амплитуду до 100 в при уровне шумов не более 1 в. Усилитель снабжен интегральным дискриминатором, уровень дискриминации может меняться от 0 до 100 в через 1 в. Импульсы на выходе дискриминатора имеют амплитуду до 10 в и длительность 0,6 мксек. Регистрация импульсов производится пересчетным прибором ПС-10000 с разрешающим временем 1 мксек.

На рис. 3 даны зависимости скорости счета от напряжения на нитях пропорционального 4 π -счетчика. Протяженность плато счетчика, т. е. горизонтального участка кривой, около 200 в, наклон плато не более 1% на 100 в. Давление метана в счетчике можно менять в пределах от 100 до 400–500 мм рт. ст.,* при этом скорость счета на плато для одного и того же излучателя остается постоянной в пределах статистической погрешности измерений. При давлении метана 320 мм рт. ст. и коэффициенте усиления усилителя около 300 000 напряжение на счетчике в конце плато равно примерно 2900–3000 в. Работа счетчика в пропорциональном режиме позволяет значительно увеличить его

* См. сноску на стр. 6.

загрузку по сравнению с проточными счетчиками и счетчиками, работающими в гейгеровском режиме. Разрешающее время установки 5 мксек и при необходимости оно может быть уменьшено до 1-2 мксек за счет уменьшения сопротивления нагрузки счетчика. При таком разрешающем времени верхний предел измерения активности на данной установке составляет $2 \cdot 10^6$ расп/мин. Фон 4л-счетчика равен примерно 135 имп/мин. Величина фона счетчика определяет нижний предел измерения активности, так как при измерении излучателей с активностью меньше фона время измерения значительно увеличивается даже при погрешности 3-5%. Нижний предел энергии регистрируемых β -частиц в нашем пропорциональном 4л-счетчике определялся из спектра электронов Оже $V^{51}(Cr^{51})$. Для этого источник Оже-электронов помещался в счетчик [1] и с помощью специальной аппаратуры снимался спектр этих электронов при тех же условиях, при которых измеряются β -излучатели.

K-пик электронов Оже с энергией 4,9 кэв* для $V^{51}(Cr^{51})$ был при 100 в потенциала запираания дискриминатора. Это значит, что при потенциале запираания дискриминатора 2 в (выше уровня шумов) счетчик регистрирует все β -частицы с энергией выше 100 эв.

Установку можно применять также для измерения активности α -излучателей. Для этого в счетчике устанавливают давление метана 100-200 мм рт. ст.** , при котором напряжение на счетчике в конце плато равно 1400-1600 в, а длина плато составляет около 400 в. Фон счетчика при измерении α -излучателей 1-2 имп/мин.

Метод измерения α -излучателей практически ничем не отличается от измерения β -излучателей. Диапазон измеряемых активностей α -излучателей от 10^{-12} до 10^{-6} кюри.

Метод измерения

Для измерения удельной активности образцовых растворов известное количество раствора наносится на поверхность тонкой металлизированной пленки из целлулоида или другого органического материала. Поверхностная плотность металлизированной пленки не должна превышать $10-50$ мкг/см², а для изотопов с низкой энергией β -частиц (S^{35} , C^{14}) необходимо применять пленки с поверхностной плотностью не выше $10-20$ мкг/см².

Металлизация пленки производится путем напыления на нее слоя золота, алюминия или других металлов.

Применение неметаллизированных пленок уменьшает точность измерений вследствие искажения электрического поля счетчика вблизи поверхности пленки. В толстых пленках поглощение β -частиц увеличивается и, следовательно, уменьшается точность определения активности излучателей.

Пленка должна быть укреплена в отверстии металлического кольца или пластинки из медной или алюминиевой фольги, причем для металлизированных пленок диаметр отверстия должен быть ~ 30 мм, для неметаллизированных — $6-10$ мм.

После того как пластинка с измеряемым радиоактивным источником вставлена в счетчик, его наполняют метаном, предварительно откачав воздух. Затем на счетчик подают напряжение и определяют за-

* Единницей энергии в Международной системе единиц, согласно ГОСТ 9867-61, введенного в действие с 1 января 1963 г., является джоуль ($1 \text{ эв} = 1,60207 \cdot 10^{-19} \text{ Дж}$).

** См. сноску на стр. 6.

зависимость скорости счета от напряжения на нитях счетчика. Качество работы счетчика при данном наполнении характеризуется протяженностью плато счетчика. Далее на счетчик подают напряжение, превышающее на 20—30 в напряжение, соответствующее последней точке плато, и определяют зависимость скорости счета от потенциала запирающего дискриминатора. Линейный участок кривой запирающего экстраполируют к нулевому потенциалу запирающего и определяют скорость счета $N_{\text{истр}}$ в этой точке. Вид полученных кривых и метод экстраполяции показаны на рис. 3.

Описанным методом определяют внешнее излучение измеряемых источников. Для определения их активности необходимо провести некоторые дополнительные измерения и учесть ряд поправок.

Если измеряемый источник нанесен на тонкую пленку, как это имеет место при определении удельной активности образцовых растворов, то в результате измерений вводят поправки: а) на разрешающее время установки; б) на фон счетчика; в) на поглощение β -частиц в пленке; г) на самопоглощение в источнике.

Если поверхностная плотность активного слоя источника не превышает 1 мкг/см^2 ,* как это обычно имеет место при измерении удельной активности растворов, то в этом случае поправку на самопоглощение можно не учитывать.

Для образцовых β -излучателей на металлических подложках должны учитываться все перечисленные выше поправки, а также поправки на отражение β -частиц от подложки и на поглощение их в защитной пленке, прикрывающей активный слой (если она имеется).

Ниже приводится описание методики определения поправок.

Поправка на разрешающее время установки

Поправка на разрешающее время установки определяется по формуле

$$N_0 = \frac{N}{1 - \frac{N\tau_r}{60}}, \quad (1)$$

где N_0 — истинное число отсчетов за 1 мин;
 N — измеренное число отсчетов за 1 мин;
 τ_r — разрешающее время, сек;

Поправка на разрешающее время существенна только при больших скоростях счета импульсов; при малых скоростях счета (меньше 10 000 имп/мин) эта поправка не превышает 0,1% и ею можно пренебречь.

Поправка на фон счетчика

Фон счетчика обычно составляет около 135 имп/мин. Если скорость счета импульсов от измеряемых источников значительно превышает эту величину, то фон измеряется периодически после измерения нескольких источников. При измерении источников, создающих скорость счета импульсов, сравнимую с величиной фона, измерение фона повторяют дважды: до и после измерения источника, и в качестве поправки берут среднее значение фона. Величина фона вычитается из числа сосчитанных импульсов после введения поправки на разрешающее время.

* См. сноску на стр. 10.

Поправка на поглощение β -частиц в пленке

Коэффициенты поглощения β -частиц в пленке (подложке источника) и отражения от нее определяются при помощи дополнительного эксперимента с измеряемым источником [2, 3].

Одним из методов определения коэффициента поглощения является метод заклеивания источника, или метод «сэндвича» [3], заключающийся в следующем. Для источника на тонкой пленке скорость счета β -частиц в одной половине счетчика (со стороны активного слоя) будет равна

$$N_1 = \frac{A}{2} [1 + k + f_1]; \quad (2)$$

скорость счета во второй половине

$$N_2 = \frac{A}{2} [1 - k - \tau + f_2], \quad (3)$$

где A — активность источника;
 k — коэффициент отражения β -частиц от данной пленки;
 τ — коэффициент поглощения β -частиц в пленке;
 f_1 и f_2 — коэффициенты, учитывающие долю β -частиц, отраженных от стенок и газа одной половины счетчика и зарегистрированных в другой половине.

При параллельном включении обеих половин счетчика скорость счета будет

$$N_{1,2} = \frac{A}{2} (2 - \tau). \quad (4)$$

Отсюда видно, что для определения активности A необходимо определить коэффициент τ . Для этого активный слой источника заклеивают второй пленкой такой же толщины, как и первая. Теперь активный слой источника находится между двумя одинаковыми пленками, и поглощение β -частиц в каждой пленке будет равно

$$\frac{A}{2} \tau (1 + k + k^2 + \dots) = \frac{A}{2} \cdot \frac{\tau}{1 - k}. \quad (5)$$

Это выражение справедливо, если для отраженных β -частиц коэффициент поглощения не увеличивается. Обозначим N'_1 и N'_2 скорости счета в первой и во второй половинах счетчика и $N'_{1,2}$ — совместную скорость счета в обеих половинах счетчика; тогда

$$N'_1 = N'_2 = \frac{A}{2} \left(1 - \frac{\tau}{1 - k} + f' \right), \quad (6)$$

$$N'_{1,2} = \frac{A}{2} \left(2 - \frac{2\tau}{1 - k} \right). \quad (7)$$

При условии, что $k \ll 1$,

$$N'_{1,2} = \frac{A}{2} (2 - 2\tau). \quad (8)$$

Отсюда коэффициент τ равен

$$\tau = 2 \frac{N_{1,2} - N'_{1,2}}{2N_{1,2} - N'_{1,2}}. \quad (9)$$

Формулой (9) заканчивается рассмотрение этого метода в работе [3].

Однако из формул (4) и (9) можно получить очень простое выражение для определения A :

$$A = 2N_{1,2} - N'_{1,2}. \quad (10)$$

Из этой формулы видно, что метод «сендвича» является грубым приближением, так как не учитывается тот факт, что число частиц, поглощенных первой пленкой, при заклеивании возрастает за счет увеличения числа частиц, падающих на нее из-за отражения от второй пленки.

Для того чтобы сделать метод «сендвича» более точным, необходимо учитывать коэффициент отражения, что и было произведено нами следующим образом.

В уравнениях (2) и (3) определяется число β -частиц, рассеянных из одной половины счетчика в другую:

$$F_1 = \frac{A}{2} f_1 \text{ и } F_2 = \frac{A}{2} f_2.$$

Коэффициенты f_1 и f_2 можно считать приблизительно равными (если они малы) или пропорциональными значениям N_2 и N_1 . И в том и в другом случае значения F_1 и F_2 легко определяются из уравнений (2)–(4). При этом уравнение (7) можно записать в следующем виде:

$$\frac{N'_{1,2}}{2} = \frac{A}{2} \left(\frac{1-k-\tau}{1-k} \right) = \frac{N_2 - F_2}{1-k}. \quad (11)$$

Отсюда коэффициент k равен

$$k = 1 - \frac{N_2 - F_2}{\frac{N'_{1,2}}{2}}. \quad (12)$$

Зная коэффициент k , величину активности излучателя A можно определить из уравнения (2)

$$A = \frac{2(N_1 - F_1)}{1+k} \text{ или } A = \frac{N'_{1,2}}{1 - \frac{N_{1,2} - N'_{1,2}}{N_1 - F_1}}. \quad (13)$$

Так как значение F_1 обычно мало по сравнению с N_1 , то даже приближенная оценка F_1 будет очень мало влиять на точность определения A . Поэтому формула (13) дает более точное значение A , чем формулы (9) и (10), особенно в том случае, когда коэффициенты k и τ велики [4].

Второй метод — метод «подклейки» — дает результат, аналогичный методу «сендвича». Вторую пленку подклеивают к источнику со стороны подложки; таким образом толщина подложки удваивается. Если пленки совершенно одинаковы, то скорости счета в первой и во второй половинах счетчика будут равны:

$$N_1^* = \frac{A}{2} [1 + k + (1 - k - \tau)^2 k + f_1^*]; \quad (14)$$

$$N_2^* = \frac{A}{2} [(1 - k - \tau)^2 + f_2^*]. \quad (15)$$

Совместная скорость счета в обеих половинах счетчика в этом случае будет

$$N_{1,2}^* = \frac{A}{2} (2 - 2\tau + \tau^2 - k^2). \quad (16)$$

При условии, что k и $\tau \ll 1$, получаем выражение, аналогичное уравнению (10),

$$A = 2N_{1,2}^* - N'_{1,2}. \quad (17)$$

Этому методу присущи те же недостатки, что и методу «сендвича». Однако уравнение (17) дает меньшую систематическую погрешность, чем уравнение (10), так как в первом случае при выводе уравнения (10) мы отбрасываем член $k\tau$, а во втором случае пренебрегаем величиной $\tau^2 - k^2$ [см. уравнение (16)]. Обычно $k \approx \tau$, поэтому $\tau^2 - k^2 < k\tau$. Применять этот метод можно только в том случае, если проверено, что пленки совершенно одинаковы.

Из полученных формул видно, что наибольшая точность определения активности A может быть получена при использовании уравнения (13), особенно в том случае, когда коэффициенты k и τ велики. Используя уравнения (4), (12) и (13), можно определить численные значения коэффициентов k и τ для данных пленок и данного радиоактивного изотопа. В случае, когда отношение k/τ известно, величину τ можно с достаточной точностью определить с помощью приближенной формулы. Из уравнений (2) и (4) имеем

$$\frac{N_1 - N_2}{N_{1,2} - N_2} = \frac{2k + \tau + f_1 - f_2}{1 + k - f_2} \approx 2k + \tau, \quad (18)$$

отсюда

$$\tau = \frac{1}{1 + 2\frac{k}{\tau}} \cdot \frac{N_1 - N_2}{N_{1,2} - N_2}. \quad (19)$$

Значение A определяется в этом случае из уравнения [4]:

$$A = \frac{N_{1,2}}{1 - \frac{\tau}{2}}. \quad (20)$$

Определение коэффициентов отражения β -частиц от металлических подложек и поглощения их в активном слое и защитных пленках для образцовых β -излучателей является предметом специального исследования, намеченного к проведению в ближайшем будущем.

Погрешность измерений

Погрешность при экстраполяции линейного участка кривой записания определяется статистической погрешностью скорости счета в точках на этой кривой. Если экстраполяция производится графически по всем точкам линейного участка кривой, то погрешность экстраполяции не превышает статистической погрешности скорости счета в каждой точке, так как участок, на котором производится экстраполяция, выбирается малым (рис. 3) в результате надлежащего выбора напряжения на счетчике. Таким образом, относительная погрешность экстраполяции будет

$$\delta N_{\text{экстр}} \approx \delta N_{\text{стат}} = \frac{1}{\sqrt{Nt}}, \quad (21)$$

где $\delta N_{\text{стат}}$ — относительная статистическая погрешность;
 N — скорость счета в точке на кривой записания;
 t — время измерения.

На практике экстраполяция часто производится по двум точкам линейного участка кривой записания:

$$N_{\text{экстр}} = N_1 + \frac{N_1 - N_2}{U_2 - U_1} U_1, \quad (22)$$

где N_1 и N_2 — скорости счета при потенциалах записания U_1 и U_2 .

В этом случае погрешность экстраполяции получается несколько больше и зависит от положения двух точек, по которым производится экстраполяция:

$$\delta N_{\text{экстр}} \approx \delta N_{\text{стат}} \frac{U_2}{U_2 - U_1} \quad (23)$$

При большой скорости счета, когда существенна поправка на просчет импульсов из-за разрешающего времени, относительная погрешность δN после экстраполяции и введения поправки на разрешающее время определяется по формуле

$$\delta N \approx \sqrt{(\delta N_{\text{экстр}})^2 + \left(\frac{N_{\text{экстр}} \tau_r}{60} \delta \tau_r\right)^2} \quad (24)$$

где $\delta \tau_r$ — относительная погрешность определения разрешающего времени.

При малой скорости счета, когда становится существенным фон счетчика, относительная погрешность определяется по формуле

$$\delta N \approx \frac{\sqrt{(\delta N_{\text{экстр}})^2 + \left(\frac{N_{\phi}}{N_{\text{экстр}}} \delta N_{\phi}\right)^2}}{1 - \frac{N_{\phi}}{N_{\text{экстр}}}} \quad (25)$$

где N_{ϕ} — фон счетчика;

δN_{ϕ} — относительная погрешность измерения фона.

При этом следует учитывать, что погрешность измерения фона определяется в основном колебаниями величины фона во время измерения источника.

Погрешность при учете коэффициента поглощения β -частиц в пленке зависит от метода и формул, которые используются при определении активности источника.

Погрешность A при использовании уравнений (10), (13) и (17) в 2–2,5 раза превышает погрешность определения значения $N_{1,2}$ или $N'_{1,2}$. Кроме того, следует учитывать, что уравнения (10) и (17) справедливы, если k и $\tau \ll 1$; при увеличении k и τ следует учитывать систематическую погрешность, которую дают эти уравнения.

В таблице приведено примерное значение точности определения внешнего β -излучения и активности β -источников (на тонких пленках), а также времени, необходимого для измерений (с учетом времени на подготовку к ним).

	Активность источников, расп/мин				
	100	200	1000	100 000	500 000
Измерение внешнего β -излучения:					
погрешность, %	3–5	2–3	1	0,5	0,5
время, ч	5–6	3–4	1	0,5	0,5
Измерение активности β -источников на тонких пленках:					
погрешность, %	—	—	1–3	1–3	1–3
время, ч	—	—	2–3	2	2

Заключение

Установка УСЧ-2 позволяет производить абсолютные измерения внешнего излучения и активности образцовых β -излучателей 1-го разряда в диапазоне от $5 \cdot 10^{-11}$ до 10^{-6} кюри и удельной активности образцовых растворов. Применение в установке 4л-счетчика, работающего в пропорциональном режиме, позволило значительно повысить верхний предел измерения активности по сравнению со счетчиками, работающими в режиме ограниченной пропорциональности (проточные счетчики).

Погрешность измерений составляет от 1 до 3%. При измерении внешнего излучения погрешность определяется в основном статистической погрешностью; при измерении активности погрешность зависит от точности определения поправок на поглощение β -частиц в пленке и на отражение их от металлической подложки.

Установка УСЧ-2, используемая во ВНИИМ, представляется к аттестации в качестве эталонной для воспроизведения единицы активности по β -излучению. Установки такого же типа, изготовленные для ВНИИФТРИ и НГИМИП, предназначены для использования в качестве рабочих эталонов.

ЛИТЕРАТУРА

1. Константинов А. А., Перепелкин В. В., Определение отношения вероятности захвата электронов с L - и K -оболочек при распаде Cr^{51} , Zn^{66} и Ge^{71} , Изв. АН СССР, сер. физ., т. 25, № 1, 1961.
2. Pate B., Yaffe L., Canad. J. Chem., v. 33, No 5, 1955.
3. Mann W., Seliger H., NBS J. Research, v. 50, 1953, p. 197.
4. Константинов А., Сазонова Т., Соколова И., Определение коэффициентов флуоресценции КХ-лучей V^{51} , Mn^{55} , Cu^{65} , Ga^{71} , Изв. АН СССР, сер. физ., т. 25, № 2, 1961.

Поступила в редакцию
12/IV 1961 г.

В. Я. АЛЕКСЕЕВ, А. А. КОНСТАНТИНОВ,
В. В. ПЕРЕПЕЛКИН, И. А. СОКОЛОВА,
Н. В. ТРИШИН

ВНИИМ

УСТАНОВКИ ДЛЯ ИЗМЕРЕНИЯ ВНЕШНЕГО α - И β -ИЗЛУЧЕНИЯ И ОТНОСИТЕЛЬНОЙ НЕРАВНОМЕРНОСТИ НАНЕСЕНИЯ АКТИВНОСТИ ПО ПОВЕРХНОСТИ БОЛЬШИХ РАСПРЕДЕЛЕННЫХ α - И β -ИЗЛУЧАТЕЛЕЙ *

Приводится описание конструкции и основных характеристик трех установок, предназначенных для измерения внешнего излучения и относительной неравномерности нанесения активности больших распределенных α - и β -излучателей.

При градуировке и проверке работоспособности α - и β -радиометров различных типов применяются α - и β -излучатели, представляющие собой плоскую металлическую подложку (из алюминия или из нержавеющей стали толщиной 1–3 мм), на рабочую поверхность которой нанесено радиоактивное вещество Pu^{239} для α -излучателей и $Sr^{90} + Y^{90}$ для β -излучателей. Размеры активной поверхности таких излучателей варьируют от круга диаметром в 10 мм до круга диаметром 140 мм и прямоугольника размером 105×155 мм.

Измерение внешнего α - или β -излучения распределенных α - и β -излучателей сопряжено со значительными трудностями из-за больших размеров их активной поверхности (площадью до 160 см²). Для того чтобы эффективность регистрации каждой α - или β -частицы, вылетевшей из излучателя, была близка к единице, необходимо иметь 4л-счетчик с поперечным сечением, значительно большим, чем размеры активной поверхности.

Кроме внешнего α - или β -излучения таких излучателей, необходимо знать и поверхностное распределение активности по площади, так как в случае неравномерного распределения активности градуировка соответствующих радиометров приводит к противоречивым результатам.

Несмотря на значительное количество используемых в отечественной науке, технике и медицине, больших распределенных α - и β -излучателей (порядка нескольких сотен тысяч), до настоящего времени не было установок для измерения основных их характеристик — актив-

* Для β -излучателей установка определяет внешнее β -излучение в том случае, если β -частицы не проходят через подложку излучателя.

ности, внешнего α - и β -излучения и относительной неравномерности нанесения активного слоя этих излучателей.

Поэтому в течение 1959—1960 гг. были созданы экспериментальные измерительные установки:

1) для измерения внешнего α - или β -излучения больших распределенных α - и β -излучателей («большой» 4л-счетчик);

2) для измерения относительной неравномерности нанесения активности по поверхности больших распределенных α - и β -излучателей;

3) для относительных измерений внешнего излучения больших распределенных α - и β -излучателей.

Установка с 4л-счетчиком

4л-счетчик больших размеров, или «большой» 4л-счетчик, так же как и обычный 4л-счетчик [1], состоит из двух половин, каждая из ко-

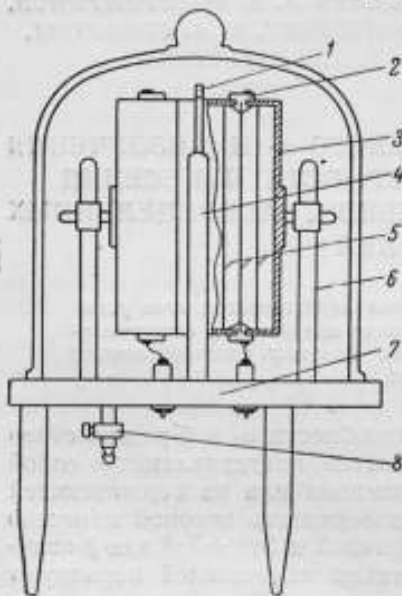


Рис. 1. Схема «большого» 4л-счетчика.

1 — рамка для измеряемых излучателей; 2 — полистироловый ввод; 3 — корпус счетчика; 4 — стойки для рамки; 5 — экранирующие стержни; 6 — стойки; 7 — латунный столик; 8 — кран.

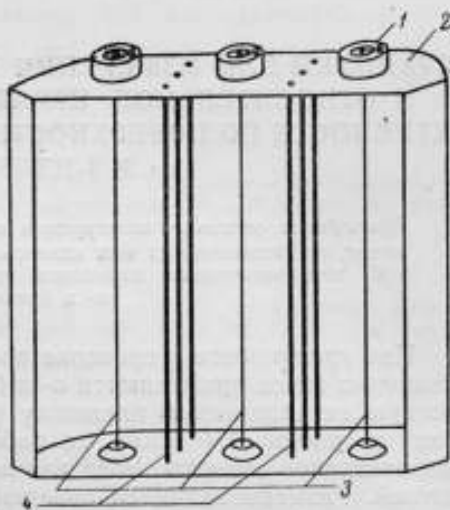


Рис. 2. Вид половины 4л-счетчика для β -счета.

1 — полистироловый ввод; 2 — корпус; 3 — нити; 4 — экранирующие стержни.

торых представляет собой 2л-счетчик (рис. 1) и укреплена на латунном столике с помощью штативов.

Радиоактивный излучатель укреплен на рамке, помещается между двумя половинами «большого» 4л-счетчика и устанавливается так, что подложка его является одной из стенок счетчика. Поэтому размеры 4л-счетчика в основном определяются размерами активной поверхности излучателя.

«Большой» 4л-счетчик прикрывается стеклянным колпаком, притертым к латунному столику. Столик имеет два изолированных ввода для подачи высокого напряжения на рабочие нити счетчика и кран для откачки воздуха и последующего наполнения счетчика метаном.

После многочисленных исследований экспериментальных образцов «большого» 4л-счетчика был выбран вариант конфигурации электродов,

изображенный на рис. 2. Существенное отличие «большого» 4л-счетчика от обычных, кроме геометрических размеров и формы, заключается в том, что каждая из его половинок имеет не одну рабочую нить, а три. Между рабочими нитями поставлены экранирующие стержни. Размеры

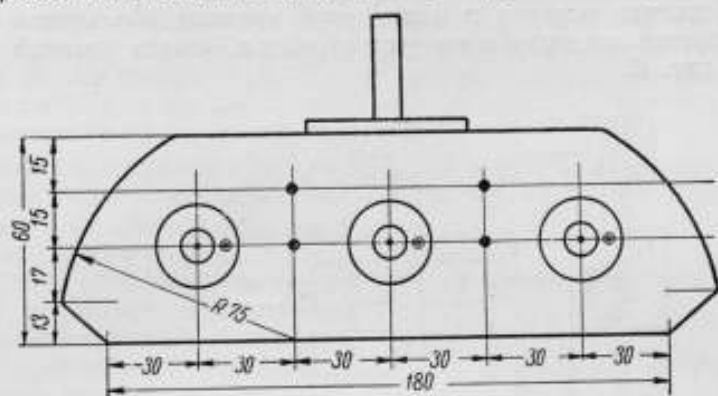


Рис. 3. Вид сверху половины 4л-счетчика для α -счета.

половинок «большого» 4л-счетчика и расстояние между рабочими нитями и стержнями указаны на рис. 3. Стенки и стержни счетчика изготовлены из латуни. Рабочие нити — константановые, диаметром 100 мк.* Они укреплены на полистироловых вводах (рис. 4). Внутренние части счетчика (стенки и стержни) тщательно отполированы, особенно тщательно обработаны рабочие нити.

Так как «большой» 4л-счетчик предназначен в основном для измерения α - и β -излучателей, нанесенных на металлическую подложку, то счет α - и β -частиц производится в телесном угле 2л, т. е. одной половиной 4л-счетчика. При счете α -частиц вторая половина счетчика служит для измерения фона.

Для получения и регистрации импульсов от ионизирующего излучения в 4л-счетчике необходима следующая радиотехническая аппаратура:

- 1) источник стабилизированного высокого напряжения — стабилизированный выпрямитель типа ВС-22 с пределами напряжения 600—4000 в;
- 2) широкополосный усилитель типа УШ-2 с дискриминатором и предусилителем (коэффициент усиления 1000—300 000);
- 3) пересчетное устройство типа ПС-10000.

Выводы от трех рабочих нитей каждой половины «большого» 4л-счетчика соединены вместе на высоковольтном вводе в столике счетчика. К этому вводу присоединяется через сопротивление источник высокого положительного напряжения. Импульсы напряжения, которые

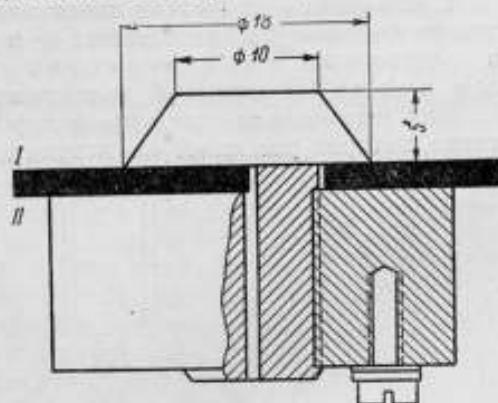


Рис. 4. Изображение вводов.

I — внутренняя сторона счетного объема; II — внешняя сторона

* См сноску на стр. 5.

получаются на рабочей нити при прохождении ионизирующей частицы в 4л-счетчике, подаются через высоковольтный конденсатор на вход широкополосного усилителя и регистрируются пересчетным устройством. Блок-схема установки представлена на рис. 5.

Для откачки воздуха и наполнения метаном «большого» 4л-счетчика требуется вакуумная установка, схема которой изображена на рис. 6.

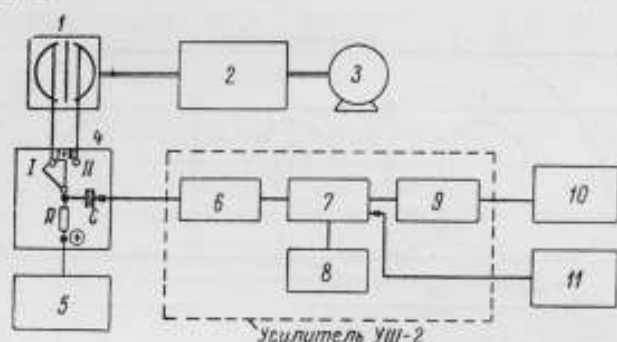


Рис. 5. Блок-схема измерительной установки.

1 — 4л-счетчик; 2 — вакуумная система; 3 — форвакуумный насос; 4 — переключатель; 5 — выпрямитель типа ВС-22; 6 — входной предусилитель; 7 — усилитель; 8 — блок питания; 9 — дискриминатор; 10 — пересчетное устройство типа ПС-10000; 11 — синхроскоп типа 25И.
R — сопротивление, C — емкость, I и II — положения переключателя.

1. «Большой» 4л-счетчик предназначен для измерения внешнего излучения больших распределенных α - и β -излучателей, а поэтому одной из основных характеристик его являются максимальные размеры активной поверхности измеряемых излучателей.

Для установления этих предельных размеров металлическая пластинка, которая разделяет 4л-счетчик на два 2л-счетчика, была разбита

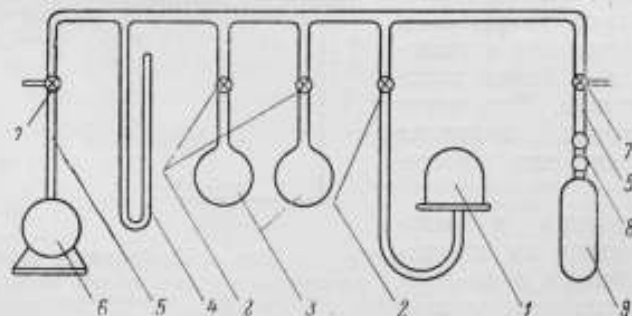


Рис. 6. Схема вакуумной установки.

1 — счетчик; 2 и 7 — вакуумные краны; 3 — колба с пентаксеном для удаления паров воды из метана; 4 — манометр ртутный; 5 — резина вакуумная; 6 — насос форвакуумный РВН-20; 8 — редуктор углекислотный; 9 — баллон газовый для метана под давлением 80 — 160 атм.

на 64 квадрата. В центре каждого квадрата устанавливался или точечный источник К-электронов Оже V^{51} (Cr^{51}), или точечный источник β -частиц $Sr^{90} + Y^{90}$, или точечный источник Pu^{239} . Особенно чувствительным к искажению электрического поля в счетном объеме «большого» 4л-счетчика является точечный источник К-электронов Оже V^{51} [2]. При установке этого источника в центральной части «большого» 4л-счетчика по-

лучался пик K -электронов Оже V^{51} такой же, как и в обычном 4л-счетчике (рис. 7*, кривая 1). При перемещении источника к боковой стенке счетчика пик K -электронов Оже заметно «размывался» (кривая 2) только в местах против экранирующих стержней и при удалении более 8,5 см от центра «большого» 4л-счетчика. Интегральный счет числа K -электронов Оже V^{51} изменялся очень незначительно. При перемещении источника K -электронов Оже V^{51} от центральной части «большого» 4л-счетчика к торцам пик этих электронов начинал «размываться» только после удаления на 8,5 см от центра.

Все места, где наблюдалось «размытие» пика K -электронов Оже V^{51} проверялись затем с точечным источником $Sr^{90}+Y^{90}$, при этом удавалось заметить лишь небольшое уменьшение длины плато β -счета по сравнению с плато β -счета от этого же источника, помещенного в центральной части «большого» 4л-счетчика. Заметного уменьшения числа зарегистрированных β -частиц не наблюдалось. Это объясняется тем, что пробег β -частиц $Sr^{90}+Y^{90}$ значительно больше, чем пробег K -электронов Оже V^{51} , и, следовательно, эффективность регистрации β -частиц $Sr^{90}+Y^{90}$ значительно больше, чем K -электронов Оже V^{51} в точках, где наблюдалось «размытие» пика последних и незначительное уменьшение их интегрального счета.

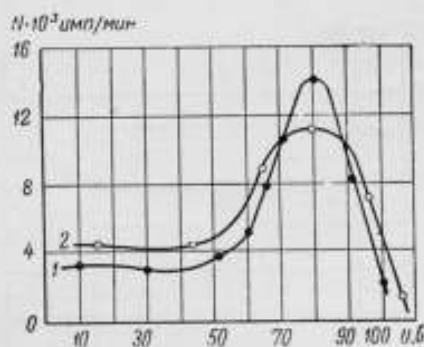


Рис. 7. Спектр K -электронов Оже V^{51} . Кривая 1 — спектр от излучателя в центре счетчика; кривая 2 — спектр от излучателя у стенки.

Обычно длина плато счета α -частиц больше, чем длина плато счета β -частиц для пропорционального 4л-счетчика. Следовательно, можно было ожидать, что длина плато для точечного источника Pu^{239} во всех 64 квадратах будет больше, чем для β -источника. Однако измерения с точечным источником Pu^{239} показали, что длина плато α -счета даже меньше длины плато β -счета в местах, лежащих непосредственно против экранирующих стержней. В других местах плато α -счета, как обычно, длиннее плато β -счета. Эта необычно малая длина плато в местах, лежащих против экранирующих стержней, по сравнению с плато β -счета объясняется следующим. Третий экранирующий стержень (рис. 2) находится близко от пластины, на которой размещен точечный α -источник; α -частицы, попадающие на третий стержень, имеют очень маленький пробег и производят небольшую ионизацию в области слабого электрического поля. В результате получается малая длина плато для α -счета. β -частицы, отражаясь в значительном количестве от ближнего стержня и проходя через него, имеют большой пробег и создают большую ионизацию; при этом получается протяженное плато. Если убрать ближний к α -источнику экранирующий стержень, то длина плато для α -счета становится почти одинаковой во всех точках.

Удаление третьего стержня при β -счете несколько уменьшает длину плато β -счета, а поэтому для α - и для β -счета применяются половины

* На рис. 7 по ось абсцисс отложено напряжение запирающего дискриминатора, а на рис. 8 и 9 — напряжение на нитях счетчика.

с различным количеством экранирующих стержней: для β -счета — с шестью экранирующими стержнями (рис. 2), для α -счета — только с четырьмя (рис. 3).

Измерения с точечным излучателем K -электронов Оже V^{51} и с излучателями β -частиц $Sr^{90} + Y^{90}$ и α -частиц Pu^{239} показали, что в данном «большом» 4л-счетчике можно измерять внешнее излучение распределенных α - и β -излучателей с размером активной поверхности до 170×170 мм.

2. О качестве каждого счетчика судят по длине плато, т. е. по длине горизонтального участка кривой, дающей зависимость скорости счета от приложенного к счетчику напряжения. Длина плато α -счета «большого» 4л-счетчика от распределенного α -излучателя с площадью

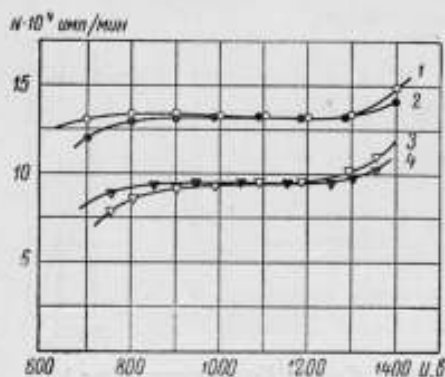


Рис. 8. Зависимость скорости счета от напряжения на счетчике для α -излучателей.

Плато от точечного излучателя для половины 4л-счетчика с двумя (1) и с тремя (2) экранирующими стержнями и плато от распределенного излучателя для половины с тремя (3) и с двумя (4) экранирующими стержнями.

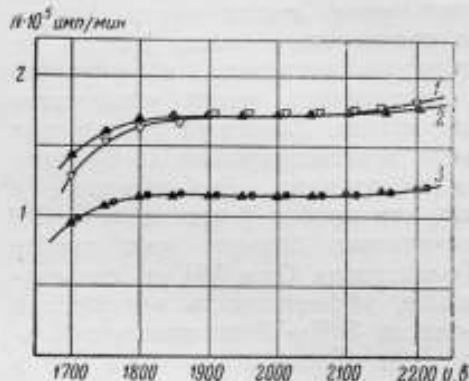


Рис. 9. Зависимость скорости счета от напряжения на счетчике для β -излучателей.

Плато от распределенного излучателя для половины с двумя (1) и с тремя (2) стержнями и плато от точечного излучателя (3).

активной поверхности 100×150 мм получается порядка 300 в (рис. 8, кривая 4). Длина плато α -счета для половины «большого» 4л-счетчика с двумя экранирующими стержнями больше, чем длина плато α -счета для половины с тремя экранирующими стержнями (кривые 4 и 3 соответственно). Длина плато от точечного α -излучателя больше, чем от распределенного (кривая 1). Для половины «большого» 4л-счетчика с двумя экранирующими стержнями плато от точечного α -излучателя несколько лучше, чем для половины с тремя экранирующими стержнями (кривые 1 и 2 соответственно).

Длина плато β -счета от распределенного β -излучателя с размерами активной поверхности 100×150 мм получается не меньше 200 в (рис. 9, кривая 2) для половины «большого» 4л-счетчика с тремя экранирующими стержнями. Для половины с двумя экранирующими стержнями длина плато β -счета от того же излучателя несколько меньше (кривая 1). Точечный β -излучатель, поставленный в центре «большого» 4л-счетчика, дает совершенно одинаковые плато для двух половин (кривая 3).

3. С помощью «большого» 4л-счетчика можно измерять активность α -излучателей в диапазоне от $5 \cdot 10^{-12}$ до $5 \cdot 10^{-6}$ кюри и внешнее излучение β -излучателей — с активностью в диапазоне от $2 \cdot 10^{-10}$ до $5 \cdot 10^{-6}$ кюри.

Нижний предел измерений для α -излучателей берется эквивалентным уровнем фона «большого» 4л-счетчика, равного 6 *имп/мин*, а для β -излучателей — около 500 *имп/мин*.

Верхний предел определяется разрешающей способностью радиотехнической установки (2,1 *мксек* при α -счете и 2,4 *мксек* при β -счете) и допустимым просчетом ~ 20%.

При просчете порядка 20% точность измерений не выше 4%.

4. Разрешающее время является одной из основных характеристик установки, так как оно определяет верхний предел измеряемых активностей. Разрешающее время определялось обычным методом измерений двух излучателей, отдельно для α - и β -излучателей по формуле

$$\tau = \frac{(N_1 + N_2 - N_{12})(N_1 + N_2)}{2N_1N_2N_{12}}, \quad (1)$$

где N_1 , N_2 и N_{12} — скорость счета, соответственно, от первого, второго и двух излучателей одновременно.

Полученные значения разрешающего времени τ установки и соответствующие загрузки счетчика приведены в таблице.

Излучение	Скорость счета, <i>имп/мин</i>			τ , <i>мксек</i>
	излучателя I	излучателя II	излучателей I+II	
α	3 480 000	3 510 000	6 220 000	2,1
β	539 000	610 000	1 180 000	2,4

Эти значения разрешающего времени были проверены также методом относительных измерений β -активностей, соответствующих верхнему пределу β -счета.

Следует отметить, что собственное «мертвое» время «большого» 4л-счетчика ниже значений, указанных в таблице, несмотря на большую емкость счетчика. Полученные значения разрешающего времени в основном определяются радиотехнической аппаратурой (пересчетным устройством типа ПС-10000).

5. Фон счетчика, как уже указывалось, определяет минимальную активность, которая может быть измерена с заданной точностью за приемлемый период времени измерения. Увеличение размеров счетного объема «большого» 4л-счетчика, естественно, увеличивает его фон. Если α -фон для обычного 4л-счетчика составляет 1 *имп/мин*, то для «большого» 4л-счетчика фон равен 6 *имп/мин*. Фон «большого» 4л-счетчика при β -счете со свинцовой защитой составляет около 500 *имп/мин*, у обычного 4л-счетчика с такой же свинцовой защитой фон 130 *имп/мин*.*

6. Точность измерений внешнего излучения больших распределенных α - и β -излучателей различна для большого диапазона, в котором производятся измерения с помощью «большого» 4л-счетчика.

При счете α -частиц от 10 до 100 *имп/мин* точность измерений лежит в пределах 2 ÷ 4% в зависимости от длительности измерений, необходимой для получения достаточной статистической точности. При скорости счета от 10^2 до $5 \cdot 10^5$ α -частиц в минуту точность измерений равна 1 ÷ 2%.

Пределы измерений внешнего излучения β -излучателя несколько меньше, чем для α -излучателей.

* См. статью на стр. 13.

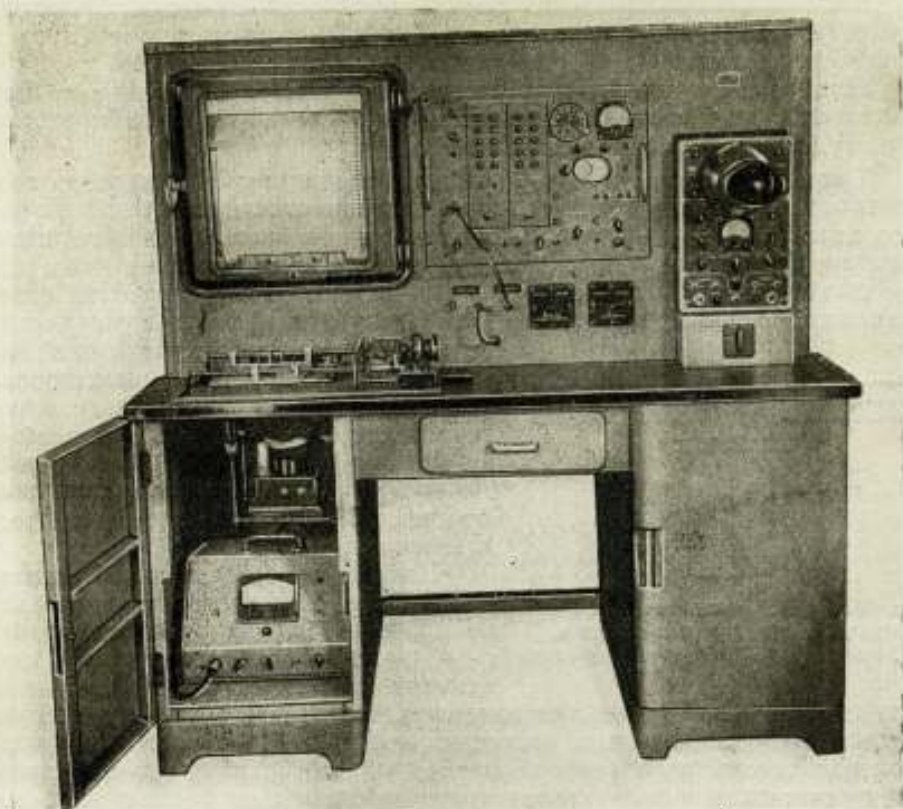


Рис. 11. Стенд установки для измерения относительной неравномерности.

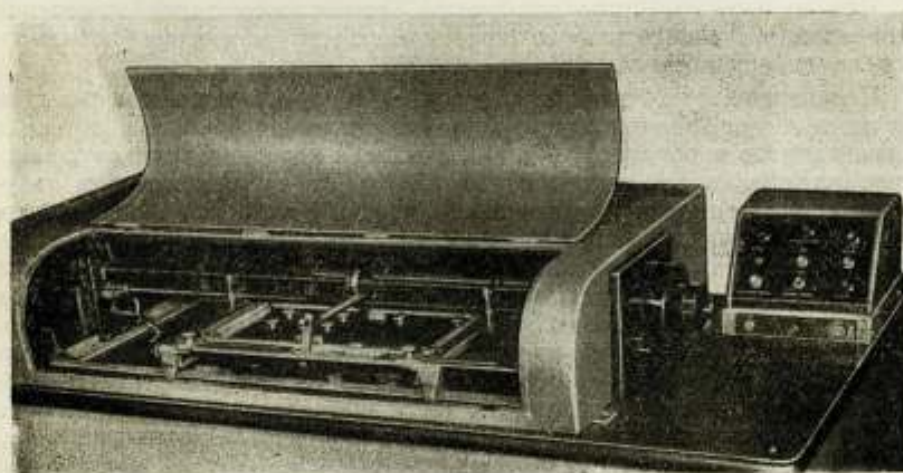


Рис. 12. Вид приставок для перемещения излучателей.

Нижний предел измерений определяется уровнем фона, а верхний предел при заданной диафрагме ограничен «мертвым» временем счетчика α - или β -частиц.

Установка состоит из трех частей: измерительного стенда и двух приставок с детектором α - и β -частиц. Блок-схема установки представлена на рис. 10, а общий вид на рис. 11.

К измерительному стенду с помощью соединительных шлангов подключаются приставки для измерения неравномерности нанесения активного слоя α - и β -излучателей, имеющие как одинаковый механизм перемещения излучателя, так и одинаковое внешнее оформление (рис. 12); конструктивно они выполнены в виде передвижного стола. На столе размещен механизм перемещения α - и β -излучателей и пульт управления этим механизмом. Внутри стола для измерения α -излучателей вмонтирован фотоэлектронный умножитель с предусилителем, а для β -излучателей — β -счетчик в свинцовой защите с предусилителем. Схема расположения диафрагмы, счетчика и β -излучателя пред-

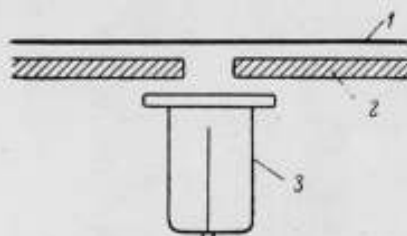


Рис. 13. Схема расположения β -излучателя, диафрагмы и счетчика.
1 — β -излучатель; 2 — диафрагма; 3 — счетчик.

ставлена на рис. 13. Измерения относительной неравномерности нанесения активного слоя по площади больших распределенных α - и β -излучателей производятся следующим образом. Перед счетчиком заряженных частиц помещают измеряемый излучатель так, что счетчик считает число заряженных частиц с небольшой площади активного слоя излучателя, определяемой размерами диафрагмы, установленной между счетчиком и излучателем (расположенным на расстоянии 1 мм от диафрагмы). Затем излучатель перемещается и происходит счет числа заряженных частиц с соседнего участка поверхности излучателя, и так при последовательном перемещении излучателя происходит счет числа заряженных частиц от отдельных маленьких участков поверхности излучателя.

Чем меньше отверстие диафрагмы, тем точнее такие измерения воспроизводят относительную неравномерность нанесения активного слоя по поверхности излучателя.

Передвижение α - или β -излучателей в приставках относительно счетчиков с диафрагмой происходит полуавтоматически. Вдоль оси x (слева направо и обратно) α - и β -излучатели передвигаются автоматически, останавливаясь через каждые 2,5 мм. Во время остановки излучателя происходит счет числа α - или β -частиц с данного участка его поверхности. В момент прекращения счета начинается передвижение излучателя для определения числа заряженных частиц с соседнего участка его, ограниченного диафрагмой. За время передвижения излучателя происходит подготовка схемы к запуску пересчетного прибора, и в момент остановки излучателя происходит запуск этого прибора. Время остановки, в течение которого регистрируются α - или β -частицы с некоторой площади излучателя, определяется выбранным диапазоном реле времени на пересчетном приборе типа ПС-10000 и может быть равно 10, 30, 60, 120, 300 сек.

Устройство для перемещения излучателя по оси x (рис. 14) имеет следующие основные части: а) синхронный электродвигатель с редуктором типа СД-54; б) ходовой винт; в) каретку с приспособлением для крепления излучателей.

Вращение двигателя через передаточные шестерни сообщается ходовому винту. Каретка с излучателем имеет резьбовое соединение с ходовым винтом. Таким образом, вращение двигателя вызывает движение каретки с излучателем относительно детектора с диафрагмой. Изменение направления вращения двигателя меняет направление движения излучателя.

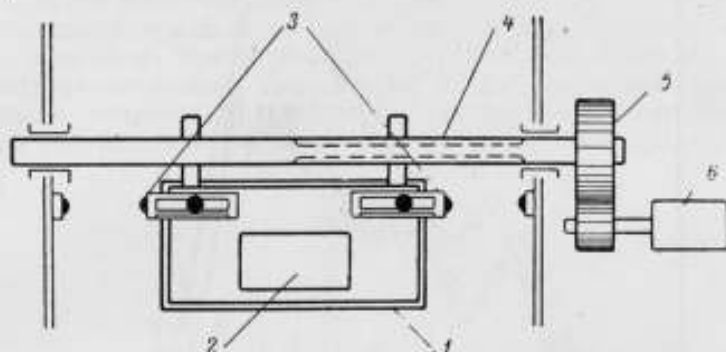


Рис. 14. Схема устройства перемещения излучателей по оси x .
1 — каретка; 2 — излучатель; 3 — концевые выключатели; 4 — ходовой винт;
5 — редуктор; 6 — электромотор.

Перемещение α - и β -излучателей по оси y осуществляется вручную через 2,5 мм (рис. 15), для чего на одном конце оси имеется ручка с шариковым фиксатором.

Параллельно ходовому винту закреплена ось с пазом по всей длине. На этой оси находится шестерня, свободно передвигающаяся по всей оси и имеющая сцепление с резьбой рейки, скрепленной с кареткой, на которой крепятся излучатели.

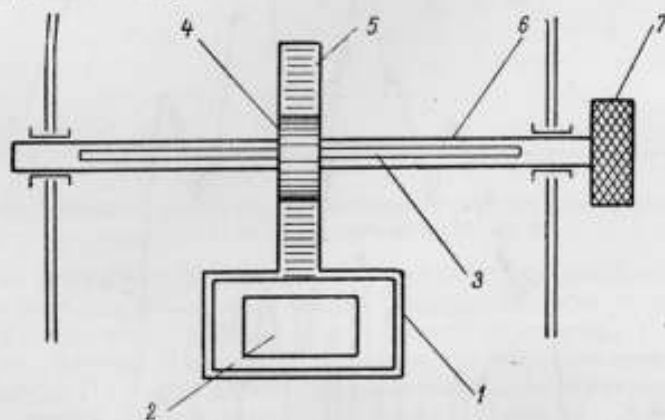


Рис. 15. Схема устройства перемещения излучателей по оси y .
1 — каретка; 2 — излучатель; 3 — паз; 4 — шестерня; 5 — рейка;
6 — ось; 7 — ручка.

Обе приставки, для α - и β -излучателей, имеют одинаковые механизмы перемещения, предусилитель и регистрирующую аппаратуру и отличаются лишь детекторами заряженных частиц. В качестве детектора α -частиц используется сцинтилляционный экран $ZnS(Ag)$ с фотоэлектронным умножителем ФЭУ-29, а в качестве детектора β -частиц — торцовый счетчик типа Т-25-БФЛ. «Мертвое» время детектора α -частиц

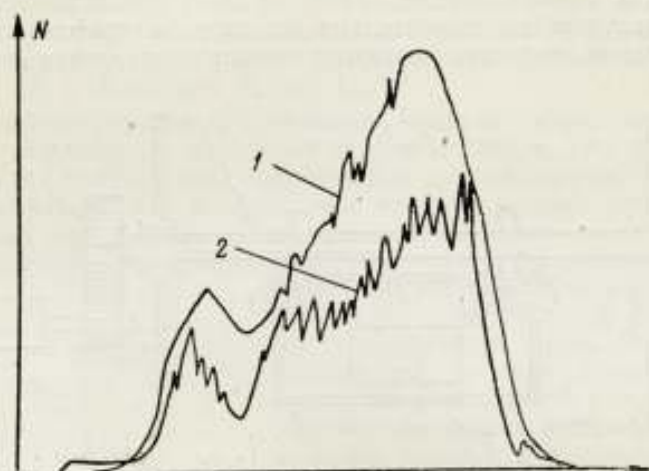


Рис. 16. Кривые неравномерности нанесения активного слоя β -излучателя № 31, полоса 55.
 1 — диафрагма 10×10 мм; 2 — диафрагма $2 \times 2,5$ мм.

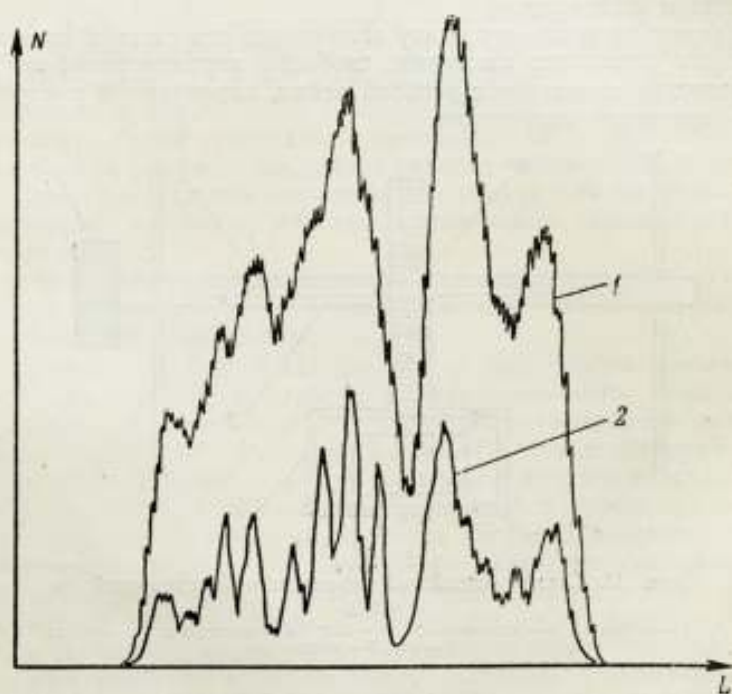


Рис. 17. Кривые неравномерности нанесения активного слоя α -излучателя № 87, полоса 15.
 1 — диафрагма 10×10 мм; 2 — диафрагма $2 \times 2,5$ мм.

определялось методом трех измерений с двумя α -излучателями по формуле (1) и оказалось равным 20 мксек. Фон α -детектора небольшой и не превышал 1—2 имп/мин, фон β -детектора (торцовый счетчик в свинцовой защите) не превышал 40—50 имп/мин. «Мертвое» время β -счетчика, равное 150—170 мксек, также определялось методом трех измерений с двумя β -излучателями по формуле (1).

Импульсы от детектора заряженных частиц поступают на предусилитель и далее на измеритель скорости счета типа «Тюльпан». С выхода «Тюльпана» постоянное напряжение, пропорциональное скорости счета импульсов, подается на электронный потенциометр типа ЭПП-09, с помощью которого производится запись на диаграммную ленту.

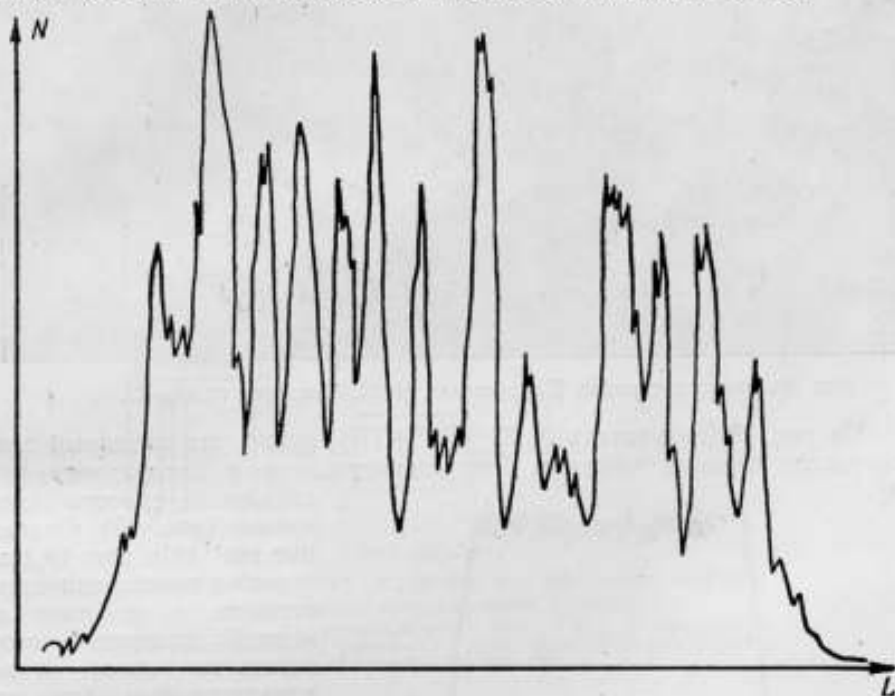


Рис. 18. Кривая неравномерности нанесения активного слоя β -излучателя № 31, полоса 22, диафрагма $2 \times 2,5$ мм.

При измерении распределения активности поверхность излучателя как бы разбивается на ряд полос. Ширина полосы определяется размерами диафрагмы, а число полос зависит от ширины активной поверхности излучателя. Измерения производятся последовательно вдоль каждой полосы. При этом на автоматическом потенциометре вычерчиваются кривые относительной неравномерности нанесения активного слоя для каждой полосы. По характеру кривых всех полос для одного излучателя можно судить о распределении активности по его поверхности.

По описанной выше методике были сделаны измерения относительной неравномерности нанесения активного слоя на подложку для α - и β -излучателей с большой поверхностью (105×155 мм).

Для сравнения на рис. 16 и 17 (где N — скорость счета и L — перемещение излучателя) даны кривые относительной неравномерности активного слоя этих же излучателей, измеренные с диафрагмами 10×10 мм (кривые 1) и $2 \times 2,5$ мм (кривые 2). Как видно из рисунков, увеличение размеров диафрагмы сглаживает относительную неравномерность распределения активности. Если при диафрагме $2 \times 2,5$ мм

максимальная неравномерность достигала 155% от средней активности, то при диафрагме 10×10 мм она равна 75%.

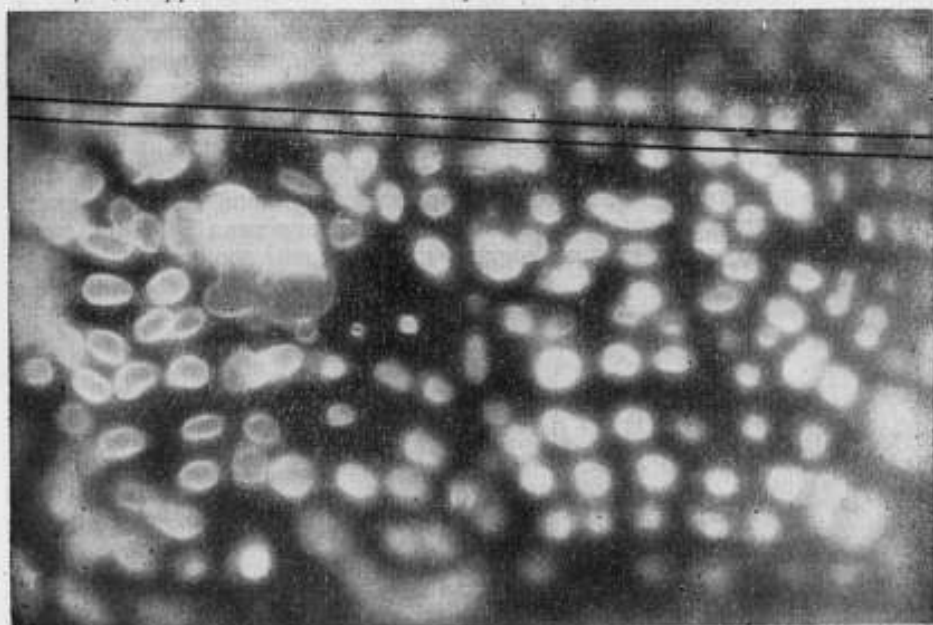


Рис. 19. Авторадиография β -излучателя № 31. Отмечена полоса 22.

Из рис. 18 [излучатель № 31 ($\text{Sr}^{90} + \text{Y}^{90}$)] видно, что активный слой излучателя нанесен каплями. Это подтверждают и авторадиографии,

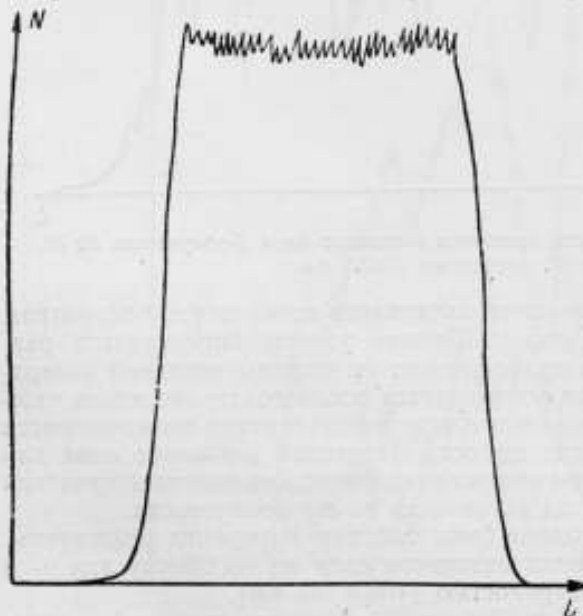


Рис. 20. Кривая относительной неравномерности нанесения излучателя W^{185} .

сделанные с этого излучателя (рис. 19). Сравнение рис. 18 с рис. 19 дает хорошее качественное совпадение, т. е. пики на кривой полностью соответствуют пятнам на авторадиографии для той же полосы. Как видно из рис. 19, авторадиографические снимки дают очень наглядное, качественное изображение неравномерности нанесения активного слоя по всей поверхности излучателя.

Из кривых рис. 16 и 17 видно, что относительная неравномерность распределения активного слоя данных излучателей превышает 100% при диафрагме $2 \times 2,5$ мм.

На рис. 20 приведена кривая относительной неравномерности активного слоя излучателя W^{185} , приготовленного методом осаждения в лаборатории ВНИИМ. Как видно из кривой, относительная

неравномерность распределения активного слоя данного излучателя не превышает 2% при диафрагме 10×10 мм.

Основной погрешностью измерений относительной неравномерности нанесения активности α - и β -излучателей является статистическая погрешность.

Установка для относительных измерений внешнего излучения больших распределенных α - и β -излучателей

Измерение внешнего излучения распределенных α - и β -излучателей относительным методом осуществляется путем сравнения данного излучателя с образцовым. При этом должны выполняться следующие условия:

1) необходимо, чтобы образцовый и измеряемый излучатели имели одинаковый изотопический состав, одинаковую толщину и материал подложки, одинаковый спектр излучения и приблизительно одинаковые размеры активной поверхности;

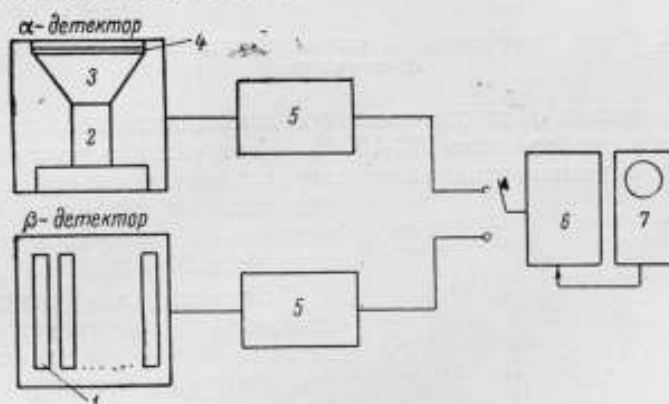


Рис. 21. Блок-схема установки для измерения внешнего излучения относительным методом.

1 — счетчики; 2 — фотоумножитель типа ФЭУ; 3 — светопровод; 4 — сцинтилятор; 5 — усилители; 6 — пересчетный прибор типа ПС-10000; 7 — синхроскоп типа 25И.

2) измерения должны производиться при строго фиксированных положениях как детектора заряженных частиц, так и излучателей.

Блок-схема установки для измерения внешнего излучения α - и β -излучателей относительным методом изображена на рис. 21.

Установка состоит из детектора α -частиц с усилителем, детектора β -частиц с усилителем и общей пересчетной и контрольной аппаратуры. В качестве детектора α -частиц используется экран из сернистого цинка с фотоэлектронным умножителем типа ФЭУ-29. α -частицы, вылетевшие из излучателя и поглощенные сернистым цинком, вызывают в последнем световую вспышку, которая, пройдя через светопровод, регистрируется фотоэлектронным умножителем. Импульсы с анода фотоумножителя поступают на усилитель и далее на пересчетное устройство типа ПС-10000. Напряжение питания фотоумножителя 600—2500 в и напряжение питания усилителей подается с прибора типа ПС-10000. Контроль за величиной и прохождением импульсов по всему усилительному тракту осуществляется с помощью синхроскопа типа 25И.

В качестве детектора β -частиц используется группа из 13 счетчиков типа СТС-6, включенных параллельно. Схема коммутации счетчиков (рис. 22) позволяет включать требуемое количество их. Для уменьше-

ния фона счетчики заключены в свинцовую защиту. Усилитель, пересчетное устройство и осциллограф используются те же, что и при α -измерениях. Напряжение питания счетчиков, порядка 400 в, подается с де-

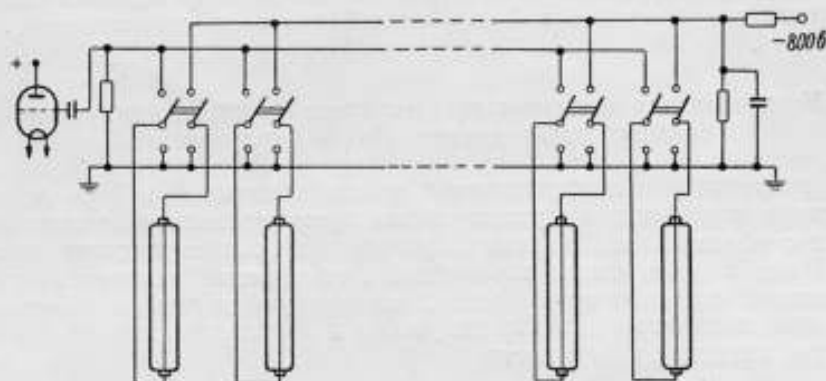


Рис. 22. Схема коммутации 13 счетчиков типа ГТС-6, приставки для β -излучателей.

лителя напряжения от высоковольтного стабилизированного выпрямителя, имеющегося в приборе типа ПС-10000. Конструктивно установка выполнена в виде одного неподвижного

стенда с измерительной и контрольной аппаратурой (рис. 11) и двух подвижных приставок с детекторами (рис. 23 и 24).

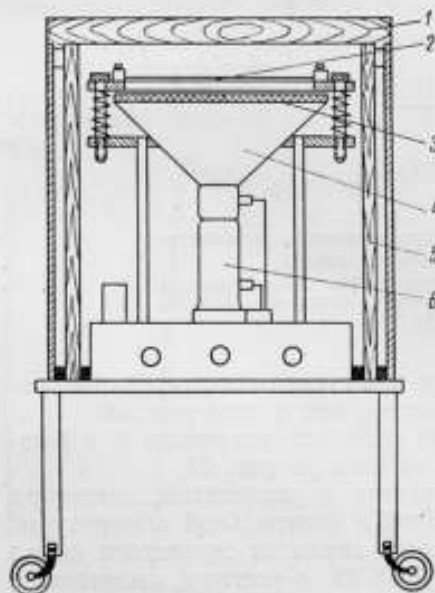


Рис. 23. Схема приставки для относительных измерений α -излучателей:
1 — крышка кожуха; 2 — α -препарат; 3 — экран ZnS(Ag); 4 — светопровод; 5 — кожух; 6 — фотоумножитель типа ФЭУ-29.

Приставка для относительных измерений α -излучателей (рис. 23) представляет собой подвижный столик, внутри которого размещен фотоэлектронный умножитель со светопроводом и экраном из сернистого цинка. Над экраном расположена рамка для перемещения α -излучателей и механизм, позволяющий изменять расстояние между α -излучателем и экраном из ZnS(Ag). Фотоэлектронный умножитель со светопроводом, механизмом перемещения и рамка укрепляются на шасси усилителя и закрываются светонепроницаемым кожухом.

Приставка для относительного измерения β -излучателей выполнена также в виде подвижного столика, в верхней части которого размещены 13 счетчиков ГТС-6 в свинцовой защите, пульт управления счетчиками и усилитель. Внешний вид приставки для β -счета представлен на рис. 24.

Наивысшая эффективность счета установки для относительных измерений α -частиц с энергией 5,1 Мэв * Pu^{239} составляет около 30% (α -из-

* См. сноску на стр. 16.

лучатель приставлен непосредственно к экрану с сернистым цинком). α -фон установки не превышает 10 *имп/мин*.

Эффективность счета установки для β -излучателей $Si^{90} + Y^{90}$ составляет около 33%, если они приставлены непосредственно к счетчикам. Фон 13 счетчиков составляет 600 *имп/мин*.

«Мертвое» время детектора α -частиц и группы 13 счетчиков определялось по формуле (1) методом трех измерений с двумя α - и β -излучателями соответственно и оказалось равным для детектора α -частиц 28 *мксек* и для группы 13 счетчиков 200 *мксек*.

С помощью установки можно измерять внешнее излучение α -излучателей в пределах от 35 до 10^8 α -частиц в минуту. Нижний предел определяется исходя из числа фоновых импульсов α -детектора (10 *имп/мин*).

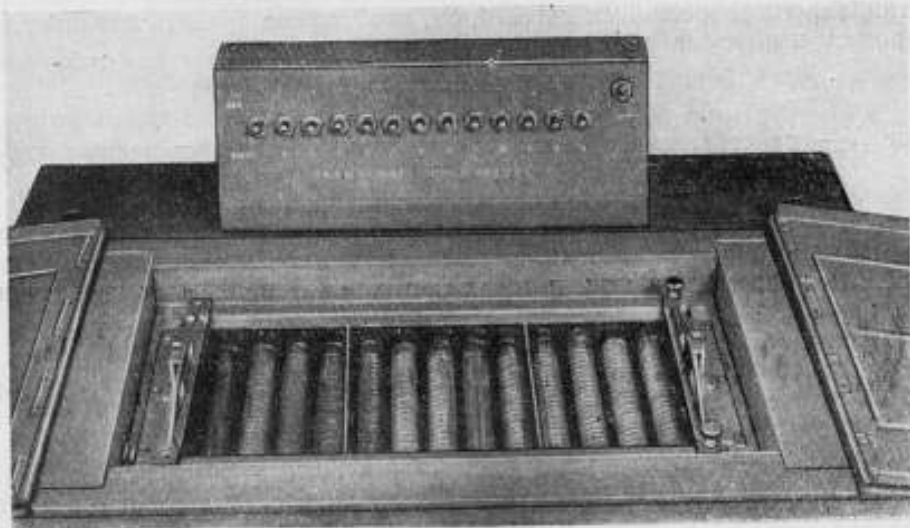


Рис. 24. Внешний вид счетчиков для β -счета.

Но так как эффективность счета α -частиц нашей установки порядка 30%, то нижний предел измерений составляет 35 α -частиц в минуту. Верхний предел (10^8 α -частиц в минуту) определяется разрешающим временем установки и возможностью снижения эффективности ее путем уменьшения телесного угла между α -излучателем и сцинтиллятором.

Диапазон измерений внешнего излучения β -излучателей будет от $2 \cdot 10^3$ до 10^8 β -частиц в минуту. Для достижения необходимой точности измерений желательно, чтобы скорость счета β -излучателей была не ниже числа импульсов фона установки, т. е. не ниже 600 *имп/мин*. Учитывая, что эффективность установки для β -излучателей $Si^{90} + Y^{90}$ равна 33%, получаем нижний предел измерений порядка $2 \cdot 10^3$ β -частиц в минуту. Верхний предел измерения внешнего излучения β -излучателей определяется разрешающим временем детектора β -частиц и возможностью снижения эффективности регистрации их детектором (уменьшение телесного угла или частичное поглощение β -частиц).

С помощью установки можно определять внешнее излучение α -излучателей с максимальными размерами активной поверхности 105×155 мм и β -излучателей с максимальными размерами активной поверхности 105×300 мм, при этом максимальные размеры подложек для α -излучателей 120×180 мм и для β -излучателей 170×320 мм.

Определение внешнего излучения N_x измеряемого излучателя относительным методом производится по формуле

$$N_x = \frac{N_1 N_2}{N_1'}, \quad (2)$$

где N_1 — внешнее излучение образцового излучателя;

N_1' — скорость счета от образцового излучателя на установке при заданных условиях (расстояние от излучателя до детектора, наличие фильтров между излучателем и детектором);

N_2 — скорость счета от измеряемого излучателя на установке при тех же условиях.

Ввиду того, что α - и β -детекторы обладают «мертвым» временем, при определении внешнего излучения α - или β -излучателя в число частиц, зарегистрированных детектором, необходимо вводить поправку на просчет импульсов по формуле

$$N_0 = \frac{N}{1 - \tau N}, \quad (3)$$

где N_0 — действительное число заряженных частиц, прошедших через детектор;

N — число частиц, зарегистрированных данным детектором;

τ — «мертвое» время детектора.

Кроме поправки на просчет из-за «мертвого» времени, необходимо вводить поправку на фон, и тогда формула (2) принимает следующий вид:

$$N_x = \frac{N_1 \left(\frac{N_2}{1 - \tau N_2} - N_\phi \right)}{\frac{N_1'}{1 - \tau N_1'} - N_\phi}, \quad (4)$$

где N_ϕ — число фоновых импульсов детектора.

Однако на практике формулой (4) приходится пользоваться редко, так как если N_1' и N_2 велики по сравнению с фоном, то поправкой на фон можно пренебречь, и формула (4) видоизменяется:

$$N_x = \frac{N_2(1 - \tau N_2)}{N_1'(1 - \tau N_1')} N_1. \quad (5)$$

В том случае, когда скорости счета N_1' и N_2 невелики и сравнимы с фоном, можно пренебречь поправками на просчет. Тогда получаем следующую формулу:

$$N_x = \frac{N_1(N_2 - N_\phi)}{N_1' - N_\phi}. \quad (6)$$

Так как внешнее излучение излучателя определяется в основном по формулам (2), (5) и (6), то, соответственно, относительная погрешность определения внешнего излучения выражается формулами:

$$\frac{\Delta N_x}{N_x} = \sqrt{\left(\frac{\Delta N_1}{N_1}\right)^2 + \left(\frac{\Delta N_2}{N_2}\right)^2 + \left(\frac{\Delta N_1'}{N_1'}\right)^2 + (\delta k)^2}, \quad (7)$$

$$\frac{\Delta N_x}{N_x} = \sqrt{\left(\frac{\Delta N_1}{N_1}\right)^2 + \left[\frac{\Delta N_1'}{N_1'(1 - \tau N_1')}\right]^2 + \left[\frac{\Delta N_2}{N_2(1 - \tau N_2)}\right]^2 + \left[\frac{\Delta \tau (N_1' - N_2)}{(1 - \tau N_1')(1 - \tau N_2)}\right]^2 + (\delta k)^2}, \quad (8)$$

$$\frac{\Delta N_x}{N_x} = \sqrt{\left(\frac{\Delta N_1}{N_1}\right)^2 + \frac{(\Delta N_1')^2 + (\Delta N_\phi)^2}{(N_1' - N_\phi)^2} + \frac{(\Delta N_2)^2 + (\Delta N_\phi)^2}{(N_2 - N_\phi)^2} + (\delta k)^2}. \quad (9)$$

В формулах (7) — (9) относительной погрешности первый член под корнем является относительной погрешностью абсолютного измерения N_1 , второй и третий определяются относительной погрешностью величины N_1 , N_2 и N_ϕ , которая зависит от статистической погрешности и точности определения τ ; последний член δk во всех трех формулах определяет погрешность воспроизведения результатов измерений. Этот член зависит от тождественности установления двух сравниваемых излучателей, от степени отличия неравномерности нанесения активности по поверхности излучателя и от нестабильности напряжения питания детекторов. Величина δk определяется путем многократного измерения скорости счета от данного излучателя и не превышает 2–3% для α - и β -счета. Четвертый член в формуле (8) определяет погрешность, вносимую из-за неточности определения разрешающего времени; величина этого члена стремится к нулю, если $N_1' \approx N_2$, т. е. погрешность измерений уменьшается, если сравниваются два излучателя с примерно одинаковым внешним излучением.

В результате погрешность относительных измерений внешнего излучения лежит в пределах 2–5% при условии, что погрешность образцового излучателя лежит в пределах 1–3%.

Заключение

1. Создан «большой» 4л-счетчик для абсолютного измерения внешнего излучения больших распределенных α - и β -излучателей с максимальным размером активной поверхности 170×170 мм. Диапазон измеряемых активностей α -излучателей от $5 \cdot 10^{-12}$ до $5 \cdot 10^{-6}$ кюри; точность измерений 1–4%. Для β -излучателей пределы измерений несколько меньше: от $2 \cdot 10^{-10}$ до $5 \cdot 10^{-6}$ кюри, точность измерений 1–4%. «Большой» 4л-счетчик является уникальным прибором не только в Советском Союзе, но и для зарубежных стран. По своим характеристикам он не уступает обычным 4л-счетчикам.

2. Созданы установки для измерения поверхностного распределения активности α - и β -излучателей с площадью активной поверхности до 160 см² в диапазоне от $5 \cdot 10^{-11}$ до 10^{-6} кюри/см² (при диафрагме в 1 см²) с точностью 2–6%.

Данные о распределении активности по поверхности α - и β -излучателей, полученные с помощью указанных установок, сопоставлены с данными, полученными методом автордиографии, и находятся в хорошем согласии между собой.

3. Созданы установки для проверки распределенных α - и β -излучателей по внешнему излучению относительным методом в диапазоне: для α -излучателей от 35 до 10^8 частиц/мин, для β -излучателей от $2 \cdot 10^3$ до 10^8 частиц/мин с погрешностью не выше 5%. Максимальный размер активной поверхности сравниваемых излучателей: 105×155 мм (α) и 105×300 мм (β).

ЛИТЕРАТУРА

1. Константинов А. А., Абсолютный счет β -частиц, Труды ВНИИМ, вып. 30(60), 1957.
2. Константинов А. А., Перепелкин В. В., Определение отношения вероятностей захвата электронов с L - и K -оболочек при распаде Cr^{51} , Zn^{65} и Ge^{70} . Изв. АН СССР, сер. физ., т. 25, № 1, 1961.

Поступила в редакцию
12/IV 1961 г.

К. К. АГЛИНЦЕВ, Е. П. МОСКВИНА, С. А. РУСИНОВА
ВНИИМ

ИЗМЕРЕНИЕ АКТИВНОСТИ β -ИЗЛУЧАТЕЛЕЙ С ПОМОЩЬЮ ИОНИЗАЦИОННОЙ КАМЕРЫ

В статье рассмотрены теоретические основы методики измерений активности β -источников с помощью экстраполяционной ионизационной камеры; приведено описание экспериментальной установки и обсуждены результаты измерений

В настоящее время воспроизведение единицы активности кюри осуществляется с помощью эталонных установок эталонными методами измерений. В диапазоне значений активности β -излучателей от 10^{-11} до 10^{-6} кюри в качестве эталонных установок применяются 4π - β -счетчики, работающие в пропорциональном или гейгеровском режимах. Применение сцинтилляционных счетчиков с органическими сцинтилляторами позволяет повысить верхний предел диапазона измеряемых активностей до 10^{-5} кюри. В диапазоне от 0,01 кюри и выше в качестве эталонных установок могут служить калориметры. Таким образом, в диапазоне измеряемых значений активности β -излучающих препаратов имеется разрыв в несколько порядков (от 10^{-5} до 10^{-2} кюри).

Целью настоящей работы явилось создание аппаратуры и разработка методики измерений активности β -излучателей в указанных пределах.

Экстраполяционная камера как установка для измерений активности β -излучателей

Для измерений активности β -излучателей в диапазоне от 10^{-5} до 10^{-2} кюри нами применена ионизационная камера экстраполяционного типа. Схема этой камеры приведена на рис. 1.

Эффективная площадь измерительного электрода

$$S = \frac{\pi l^2}{4},$$

где l равно сумме диаметра измерительного электрода и ширины зазора между измерительным и защитным электродами.

При расстояниях L_1 и L_2 между потенциальным и измерительным электродами соответствующие значения измерительного объема будут

$$V_1 = L_1 S \text{ и } V_2 = L_2 S.$$

Диаметр измеряемого источника во всех случаях предполагается равным диаметру измерительного электрода.

При смещении электрода экстраполяционной камеры из положения I в положение II измерительный объем изменяется на $V_1 - V_2$ (на рис. 1 заштрихован). Соответствующее изменение силы ионизационного тока при этом будет $I_1 - I_2$.

Начнем с рассмотрения каких-либо конкретных и легко поддающихся расчету условий работы ионизационной камеры. Рассмотрим процесс измерения активности источников, изготовленных из изотопов с различными значениями максимальной энергии β -спектра: S^{35} (167 кэв), W^{185} (430 кэв), Tl^{204} (765 кэв), Y^{91} (1560 кэв), P^{32} (1690 кэв).*

Допустим, что $S = 0,1 \text{ см}^2$, $L_1 = 6 \text{ мм}$, $L_2 = 5 \text{ мм}$, $V_1 - V_2 = 0,01 \text{ см}^3$. Удельную активность источников примем равной $q = 1 \text{ кюри/г}$, плотность вещества источника $\rho = 1 \text{ г/см}^3$.**

Предположим, что толщина источников мала и равна $0,1 \text{ мг/см}^2$,*** так что возможно пренебречь самопоглощением β -излучения в источнике даже в случае самого мягкого β -излучателя S^{35} .

Активность измеряемых источников при заданной удельной активности, толщине и площади будет, очевидно, равна $0,01 \text{ мюри}$. Подобный источник будет испускать $3,7 \cdot 10^5$ β -частиц в 1 сек внутри телесного угла 4π .

Объем $V_1 - V_2$ для указанных выше условий будет виден из источника под телесным углом, близким к $0,024$ [1], и, следовательно, этот объем будет пронизываться в 1 сек $9 \cdot 10^3$ β -частицами. Значение мощности дозы P , создаваемой этими β -частицами в объеме $V_1 - V_2$, может быть найдено по данным, приведенным в работе [2], и для перечисленных выше изотопов будет иметь значения 12; 7; 4; 3,3; 3,2, выраженные в единицах 10^{-3} рад/сек .

Для S^{35} принята во внимание поправка в 14% на поглощение β -частиц в слое воздуха толщиной 5 мм. Обращает на себя внимание плохое разрешение по энергии; это объясняется тем, что приводимая в работе [2] зависимость дозы D на одну β -частицу в области значений энергии выше 800 кэв близка к прямой линии, параллельной оси абсцисс.

Ниже будет показано, что улучшение разрешения по энергии и одновременно с этим увеличение разности $I_1 - I_2$ до удобно измеряемых значений может быть достигнуто увеличением толщины и площади измеряемых источников.

Приводимые ниже расчеты для источников большого диаметра основаны на допущении, что для β -излучения справедлив экспоненциальный закон поглощения, т. е. что мощность дозы P на расстоянии r от точечного источника выражается соотношением

$$P = \frac{CA}{r^2} e^{-\mu r}, \quad (1)$$

* См. сноску на стр. 16.

** Единицей плотности в Международной системе единиц, согласно ГОСТ 9867-61, введенному в действие с 1 января 1963 г., является килограмм на кубический метр ($1 \text{ г/см}^3 = 10^3 \text{ кг/м}^3$).

*** См. сноску на стр. 10.

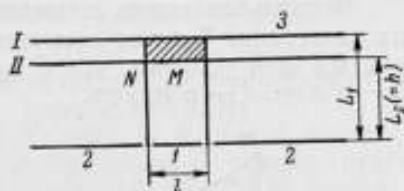


Рис. 1. Схема экстраполяционной ионизационной камеры:

I — измерительный электрод; 2 — защитный электрод; 3 — потенциальный электрод.

где A — активность;
 μ — коэффициент поглощения.
 Для коэффициента C получается [3]

$$C = \frac{KE\mu}{4\pi} \quad (2)$$

где численное значение K зависит только от выбранных единиц.
 Таким образом

$$P = \frac{KA E \mu e^{-\mu r}}{4\pi r^2} = \frac{0,7KA E e^{-\mu r}}{4\pi r^2 \Delta} \quad (3)$$

где $\Delta = 0,7/\mu$ — слой половинного ослабления для β -частиц;
 E — средняя энергия β -спектра.

Воспользовавшись приведенными выше значениями мощности дозы на расстоянии 5 мм от источников в 0,01 мкюри, получаем для K значение 0,5 при условии, что P выражается в рад/сек, r и Δ — в мг/см², E — в кэв, A — в мкюри.

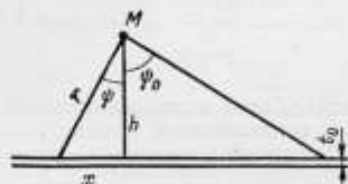


Рис. 2. Плоский «тонкий» источник β -излучения.

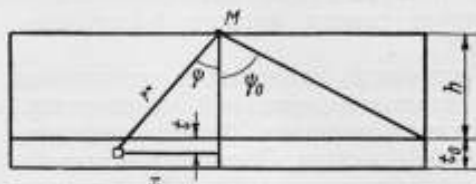


Рис. 3. Плоский «толстый» источник β -излучения.

Найдем теперь мощность дозы, создаваемую в точке M препаратом той же толщины $t_0 = 0,1$ мг/см², но площадью $S = 10$ см².

На основании соотношения (3) имеем (рис. 2)

$$P = \int \frac{0,7KEqt_0}{4\pi r^2 \Delta} 2\pi x dx e^{-\mu r} \quad (4)$$

или после простых преобразований

$$P = \frac{0,7KEqt_0}{2\Delta} [-Ei(-\mu h)] - [-Ei(-\mu h \sec \psi_0)] \quad (5)$$

Легко показать, что у края измерительного объема, в точке N (рис. 1), мощность дозы будет составлять, в зависимости от максимальной энергии β -спектра, 35–40% от максимального значения мощности дозы, находимого по соотношению (5). Среднее значение мощности дозы по всему измерительному объему составит 40–50% от максимального значения. Подсчеты дают следующие средние значения мощности дозы для всех перечисленных выше изотопов: 0,12; 0,10; 0,09; 0,07; 0,07 рад/сек, максимальные значения мощности дозы соответственно равны: 0,3; 0,25; 0,18; 0,13; 0,125 рад/сек.

Перейдем теперь к случаю «толстого» источника, толщиной $t_0 = 100$ мг/см². Обозначим глубину залегания некоторого элемента объема dV источника, отсчитанную от его поверхности, через t (рис. 3). Тогда

$$dP = \frac{Kq2\pi x dx dt E e^{-\mu r} \cdot 0,7}{4\pi r^2 \Delta} \quad (6)$$

Выражая x и r через $t+h$ и ψ , выполняя интегрирование и обозначая через T сумму t_0+h , находим

$$P = \frac{KqE}{2} \left[\int_0^{\psi_0} e^{-\mu h \sec \psi} \sin \psi d\psi - \int_0^{\psi_0} e^{-\mu T \sec \psi} \sin \psi d\psi \right] \quad (7)$$

или, выражая входящие в уравнение (7) интегралы через функцию Кинга $\Phi(x)$ [4], получим

$$P = \frac{KqE}{2} [\Phi(\mu h) - \cos \psi_0 \Phi(\mu h \sec \psi_0) - \Phi(\mu T) + \cos \psi_0 \Phi(\mu T \sec \psi_0)], \quad (8)$$

где

$$\Phi(x) = e^{-x} - x \int_x^{\infty} e^{-t} \frac{dt}{t}. \quad (9)$$

Расчет по соотношению (8) дает для источников рассматриваемых изотопов следующие значения мощности дозы в точке M : 7,5; 24; 42; 64; 66 рад/сек. Мощность дозы в точке N (рис. 1) составит соответственно 28÷32%, а среднее по всему измерительному объему будет 38÷42% от максимального значения, т. е. 2,8; 9,5; 17; 27; 28 рад/сек.

Зная мощность дозы и величину измерительного объема, можно найти значение разности $I_1 - I_2$ по соотношению

$$I_1 - I_2 = \frac{P(V_1 - V_2) \cdot 1,72}{3 \cdot 10^9 \cdot 1,6}, \quad (10)$$

где 1,72; 1,6 и $3 \cdot 10^9$ — множители для перехода от рада к фэру и от CGSE-единицы силы тока к амперу.

Значения разности $I_1 - I_2$ для всех следующих трех рассмотренных типов источников

Источник	№ 1	№ 2	№ 3
$S, \text{ см}^2$	0,1	10	10
$t_0, \text{ мг/см}^2$	0,1	0,1	100

приведены в табл. 1.

Таблица 1

Изотоп	Источник № 1 ($I_1 - I_2$) · 10 ¹¹	Источник № 2 ($I_1 - I_2$) · 10 ¹¹	Источник № 3 ($I_1 - I_2$) · 10 ⁹
S^{30}	4,0	4,3	1,0
W^{180}	2,5	3,7	3,4
Tl^{204}	1,5	3,2	6,1
Y^{91}	1,5	2,5	9,5
Pz^{21}	1,2	2,5	9,0

Как видно из приведенных данных, для «тонких» источников площадью 10 см² значения $I_1 - I_2$ примерно в 1000÷2000 раз больше, чем для источников той же толщины, но площадью 0,1 см². Это объясняется тем, что для источников № 2 измерительный объем $V_1 - V_2$ будет в 100

раз больше, чем для источников № 1, и среднее значение мощности дозы в измерительном объеме будет также в 10÷20 раз больше. Увеличение толщины источников в 1000 раз приведет к увеличению ионизационного тока для рассматриваемых изотопов соответственно в 23, 92, 190, 380, 395 раз. Естественно, что увеличение толщины источника мало сказывается на изотопах с мягким β -спектром и значительно больше на изотопах с жестким β -спектром.

На рис. 4 показана расчетная зависимость разности $I_1 - I_2$ от максимальной энергии β -спектра для всех рассмотренных нами источников. Линия 1 относится к источникам типа № 2, линия 2 — к источникам типа № 3. Как видно из рис. 4, линия 2 дает гораздо более высокое разрешение по энергии.

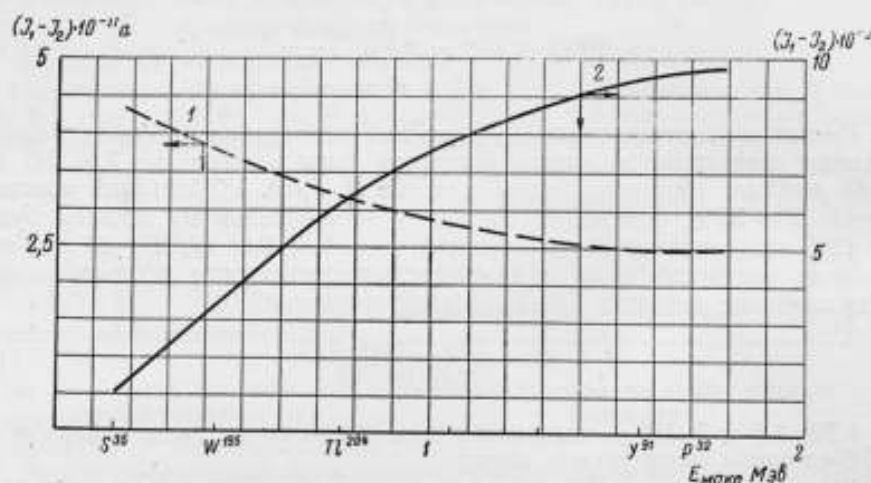


Рис. 4. Зависимость показаний экстраполяционной камеры от энергии β -спектра для «тонких» и «толстых» β -источников.

Отметим еще следующее. Источники № 3 позволяют получать разность $I_1 - I_2$ порядка 10^{-9} а, но активность этих источников равна 1 кюри. Следовательно, если активность источников будет 10^{-2} кюри, то при толщине источника 100 мг/см^2 * и площади 10 см^2 разность $I_1 - I_2$ будет лежать в пределах от 10^{-11} до 10^{-10} а; если активность источников будет равна 10^{-5} кюри, то разность $I_1 - I_2$ будет соответственно лежать в пределах от 10^{-14} до 10^{-13} а.

Это показывает, что подобные источники дают удобно измеряемые значения ионизационного тока. Вообще в ионизационной камере величина $I_1 - I_2$ будет зависеть от E , μ , q , S и t_0 , т. е. от рода изотопа, его удельной активности в источнике, площади и толщины источника.

Таким образом, может быть рекомендована следующая методика измерений активности с помощью ионизационных камер экстраполяционного типа. Измеряемый источник должен быть «толстым», толщиной порядка 100 мг/см^2 * и иметь площадь порядка 10 см^2 . Оптимальное значение удельной активности источника — от 10^{-2} до 10^{-4} кюри/г. При удельной активности 10^{-5} кюри/г разность ионизационных токов $I_1 - I_2$ для мягких излучателей будет порядка 10^{-14} а; конечно, удобнее измерять токи большей величины. Так же как при измерениях на эталонных calorиметрических установках, препараты должны быть радиохимиче-

* См. сноску на стр. 10.

ски чистыми, так как примеси других изотопов исказят результаты измерений. По сравнению с калориметрическими измерениями при измерениях с помощью ионизационных камер экстраполяционного типа необходимо предварительно иметь данные относительно удельной активности измеряемых источников.

Установка для измерения активности β -источников

Установка для измерения активности β -источников состоит из экстраполяционной ионизационной камеры (рис. 5) и измерительного устройства.

Измерительным электродом 1 ионизационной камеры является металлизированная поверхность пленки толщиной $0,05 \text{ мг/см}^2$,* закрывающей радиоактивный источник, который специальным держателем 4

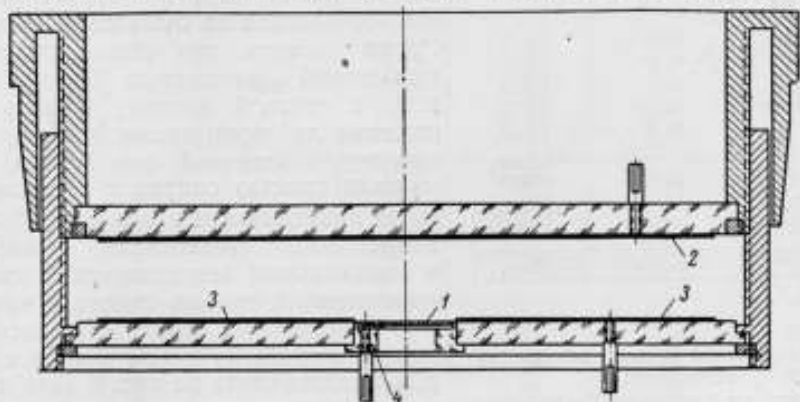


Рис. 5. Разрез экстраполяционной камеры.

укрепляется в центре плексигласового диска 3. Этот диск покрыт графитом и служит защитным электродом. Потенциальный электрод 2 (второй диск, покрытый графитом) может перемещаться так, что расстояние между измерительным и потенциальным электродами изменяется от 0 до 40 м. Расстояние между электродами отсчитывается по шкале, нанесенной на держателе потенциального электрода. При измерениях источников различного диаметра можно использовать сменные держатели и соответствующие им защитные электроды. Измерительный объем камеры изменяется пропорционально расстоянию между электродами и площади измерительного электрода. Ионизационный ток, создаваемый β -излучением в экстраполяционной камере, измеряется при помощи компенсационной схемы. В качестве нулевого прибора используется квадрантный электрометр с чувствительностью 400 мк/в на расстоянии 1,5 м.

Приготовление источников для градуировки установки

Для градуировки установки использовались β -источники S^{35} и W^{185} . W^{185} был получен в виде вольфрамвокислого натрия Na_2WO_4 . Вес активный раствор был перенесен в мерную колбу и разбавлен дистиллированной водой до 100 мл.** Для приготовления источников определенной активности, определенной толщины и диаметра к активному

* См. сноску на стр. 10.

** Единичей объема в Международной системе единиц (ГОСТ 9867—61, введенный в действие с 1 января 1963 г.) является кубический метр и его дольные и кратные единицы ($1 \text{ л} = 1,000028 \text{ дм}^3$; $1 \text{ мл} = 1,000028 \text{ см}^3$).

раствору прибавлялось некоторое количество неактивного раствора, который был приготовлен из химически чистого кристаллического $\text{Na}_2\text{WO}_4 \cdot 10\text{H}_2\text{O}$.

Приготавливался источник следующим образом: определенное количество раствора вольфрамвокислого натрия, рассчитанное для конкретного источника, разбавляли дистиллированной водой. Учитывая потери, количество раствора брали на 15—20% больше расчетного. К раствору добавляли 20 мл концентрированной соляной кислоты и 10 мл концентрированной HNO_3 . Раствор кипятили, постоянно помешивая, до тех

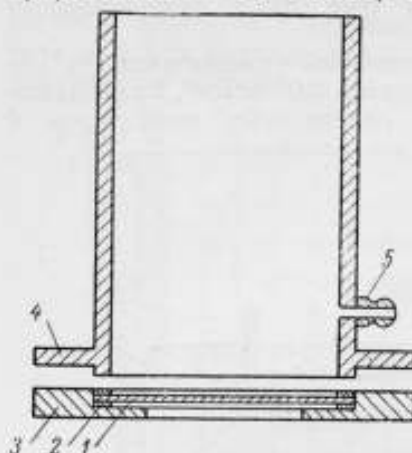


Рис. 6. Стакан для осаждения источника:

1 — подложка для β -источника; 2 — резиновая прокладка; 3 — основание стакана; 4 — съемная часть стакана; 5 — отвод для слива жидкости.

пор, пока объем его не уменьшался до 10—15 мл. Смесь разбавляли горячей водой и в течение 30 мин нагревали на водяной бане. От раствора осадок отделяли в центрифуге или отфильтровывали на бумажном фильтре. Затем осадок три раза промывали промышленной жидкостью (смесь соляной и азотной кислот) и пять раз спиртом до отрицательной реакции на кислоту. Последний раз осадок промывали смесью спирта с эфиром, хорошо размешивали палочкой и быстро, непрерывно помешивая, выливали в специальный металлический стакан, наполненный смесью спирта с эфиром.

Конструкция стакана для осаждения источника из смеси спирта с эфиром представлена на рис. 6. Для источников различного диаметра использовались стаканы соответствующего диаметра и соответствующей высоты.

После того, как осадок осел на подложку, укрепленную в стакане, излишек спирта с эфиром сливали, а осадок в течение двух дней высушивали при комнатной температуре. На подложке (алюминиевая пластинка толщиной 1,3 мм) получался плотный, неосыпающийся слой нужной толщины.*

Для определения величины активности, высаженной на подложку, была определена удельная активность исходного раствора. Для этого из него (100 мл) было взято калиброванной пипеткой 1,987 мл и разбавлено до 250 мл в мерной колбе (раствор № 1). Из раствора № 1 взято 10,04 мл и разбавлено до 50 мл — получен раствор № 2. Из раствора № 2 взято 5 капель по 0,0739 мл каждая и нанесено на 5 пленок, покрытых тонким слоем золота путем испарения в вакууме. Активность капли, нанесенной на пленку, измерялась α -счетчиком.** В табл. 2 даны измеренные значения активностей каждой капли (погрешность измерений $\pm 3\%$).

Таблица 2

№ пленок	1	2	3	4	5
Активность на 27/V 1960, $a \cdot 10^{-3}$ расп/мин	213	203	218	207	208

* Источники были приготовлены А. Н. Горобец.

** Измерения на α -счетчике производились А. Е. Кочинным.

Найдя среднее значение активности, можно показать, что капля, содержащая 0,0739 мл* конечного раствора, имеет на 27/V 1960 г. активность, равную 210 000 расп/мин. Отсюда удельная активность исходного раствора на 27/V 1960 г. равна $a = 0,800$ мкюри/мл.

Из этого раствора было приготовлено 25 источников, которые составили 5 комплектов (различных диаметров). Каждый комплект состоял из 5 источников с различной толщиной активного слоя. Характеристики этих источников приведены в табл. 3.

Таблица 3

Диаметр источника, см	№ источника	Активная поверхность, см ²	Толщина, мк/см ²	Активность (на день измерения), мкюри	V, см ³	$\frac{I \cdot 10^{-13}}{VA}$ а/см ³ мкюри
1	6	2,80	1,29	0,07	0,28	4650
1	7		0,73	0,04	0,40	5090
1	8		3,82	0,17	0,20	4130
1	9		11,0	0,39	0,28	1810
1	10		16,4	0,58	0,28	1780
3	6	12,0	1,12	0,51	0,84	1270
3	7		0,58	0,26	1,43	1480
3	8		3,08	0,92	1,43	1020
3	9		10,8	0,88	1,79	463
3	10		24,1	0,85	1,19	336
5	6	27,3	0,73	0,86	3,82	552
5	7		1,36	0,83	3,82	482
5	8		4,28	1,06	3,28	332
5	9		10,6	1,03	3,55	212
5	10		23,8	0,79	3,55	134
7	6	49,0	1,09	1,12	9,8	265
7	7		0,54	0,91	7,35	324
7	8		4,8	1,06	7,35	187
7	9		9,5	0,94	6,37	139
7	10		25,5	0,85	6,37	80,0
9	6	77,0	1,29	0,86	11,5	170
9	7		0,56	1,05	11,5	183
9	8		4,78	1,15	10,0	108
9	9		10,1	0,92	10,0	77
9	10		24,1	0,82	10,0	49

S³⁵ высаживалась на подложку в виде BaSO₄. Применялась следующая методика приготовления раствора, из которого отбирали необходимое количество активного вещества.

BaSO₄ засыпали содой и заливали дистиллированной водой. Смесь кипятили на водяной бане 1—2 ч. Осадок отфильтровывали и промывали пять раз 1N горячим раствором Na₂CO₃ и два раза дистиллированной водой. Затем осадок растворяли в соляной кислоте 1 : 5. Фильтрат содержал ионы SO₄²⁻, Na⁺, CO₃²⁻. Для удаления CO₂ в раствор добавляли по каплям соляную кислоту 1 : 5, постоянно помешивая и нагревая его на

* См. сноску на стр. 47.

водяной бане. После удаления CO_2 раствор переносили в мерную колбу и разбавляли дистиллированной водой до 250 мл.*

Определение удельной активности исходного раствора производили так же, как и в случае W^{185} .

Удельная активность раствора на 7/1 1961 г. оказалась равной $a=0,082$ мкюри/мл.

Из этого раствора было приготовлено 5 комплектов источников № 1—4. Источники № 5 были приготовлены из раствора с удельной активностью на 18/III 1960 г. $a=0,26$ мкюри/мл.*

Приготовление источников производилось следующим образом: пипеткой отбирали определенное количество исходного раствора и переносили в стеклянный стакан. Туда же добавляли необходимое количество неактивной серной кислоты, титр которой точно известен. Полученный раствор разбавляли водой, кислотность доводили до 0,05 N по



Рис. 7. Распределение активности по поверхности источника.

HCl и раствор нагревали на водяной бане, затем по каплям при помешивании прибавляли горячий раствор хлорида бария в количестве примерно на 20% большем, чем требуется по реакции. Раствор с выпавшим осадком BaSO_4 оставляли на ночь, затем фильтровали через беззольный фильтр и промывали на нем до отрицательной реакции на ионы Ba^{++} холодным 1% раствором NH_4NO_3 , затем два раза водой со спиртом, а потом два раза спиртом. Осадок со спиртом переносили в металлический стакан, наполненный спиртом, тщательно перемешивали воздухом и закрывали крышкой. Когда осадок полностью оседал на дно, спирт сливали. Остаток жидкости испарялся. Подложку с осадком вынимали из стакана, высушивали до постоянного веса при $t=50^\circ\text{C}$ и покрывали сверху пленкой, напыленной алюминием (толщина пленки $0,05$ мг/см²). Отсутствие радиоактивных примесей проверяли по периоду полураспада.

Равномерность распределения активности по поверхности источника проверяли на установке для измерения поверхностного распределения α - и β -активности.** Распределение активности по поверхности источника S^{35} № 4 диаметром 9 см представлено на рис. 7. При измерениях активную поверхность источника разбивали на площадки размером 10×2 мм.

В табл. 4. приведены характеристики изготовленных источников.

* См. сноску на стр. 47.

** См. статью на стр. 23.

Таблица 4

Диаметр источника, см	№ источника	Активная поверхность, см ²	Толщина, мг/см ²	Активность (на день измерения), мкюри	V, см ³	$\frac{I \cdot 10^{-13}}{VA}$ а/см ³ мкюри
1	1	2,80	14,8	0,34	0,17	1058
1	2		9,55	0,61	0,17	1745
1	3		4,13	0,43	0,17	2814
3	1	12,0	14,4	0,36	0,96	224
3	2		7,67	0,61	0,72	476
3	3		3,45	0,68	0,72	804
3	4		1,35	0,68	1,80	1474
5	1	27,3	14,1	0,24	6,8	101
5	2		7,03	0,36	4,1	198
5	3		3,36	0,41	6,0	283
5	5		0,41	0,65	2,7	835
5	52		1,65	0,99	3,8	496
7	1	49,0	13,7	0,30	8,8	64
7	2		7,28	0,44	8,8	108
7	3		2,58	0,44	8,8	197
7	4		0,83	0,46	8,8	302
7	5		0,37	0,63	7,4	377
9	1	77,0	14,5	0,28	23,0	39
9	2		7,38	0,43	23,0	65
9	3		3,08	0,42	15,4	112
9	4		0,89	0,45	15,4	167
9	5		0,36	0,62	11,5	244

Градировка установки

Градировка установки производилась с помощью источников S^{35} и W^{185} , для которых были известны: активность (в мкюри), толщина активного слоя (в мг/см²),* диаметр (в см).

Были измерены ионизационные токи, создаваемые в экстраполяционной камере всеми изготовленными нами источниками. Измерения проводились при различных расстояниях между измерительным и потенциальным электродами и при различной полярности на них. На рис. 8 представлена зависимость ионизационного тока в камере от расстояния между измерительным и потенциальным электродами для источников S^{35} № 1 и № 2 диаметром 5 см.

Оказалось, что полярность электродов практически не влияет на величину

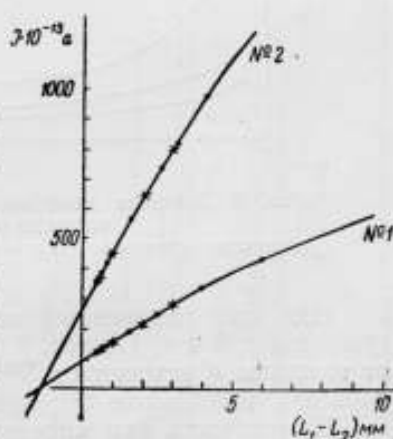


Рис. 8. Зависимость силы тока от расстояния между измерительным и потенциальным электродами при отрицательной (о) и положительной (x) полярности.

* См. сноску на стр. 10.

ионизационного тока. Измерительным электродом при измерениях служила металлизированная поверхность пленки, закрывающей источник β -частиц.

Если L_1 и L_2 — расстояния между измерительным и потенциальным электродами (в см), I_1 и I_2 — соответствующие им ионизационные токи (в а), S — площадь измерительного электрода (в см²), A — активность источника (в мкюри), то сила тока, создаваемая источником активностью в 1 мкюри, в объеме, равном 1 см³, будет

$$K = \frac{I_1 - I_2}{S(L_1 - L_2)A} \text{ а/см}^3 \text{ мкюри.}$$

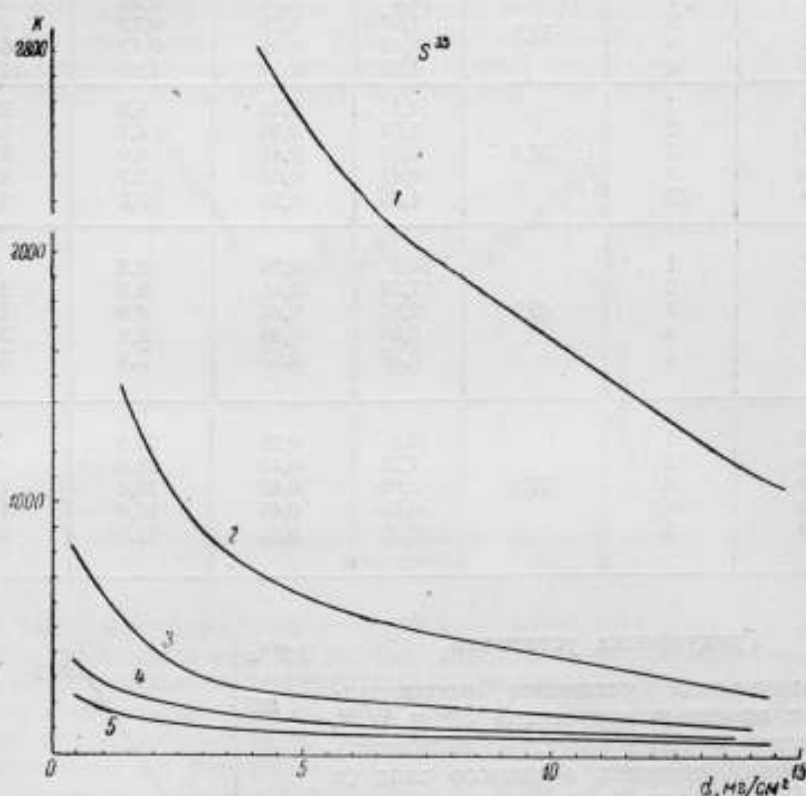


Рис. 9. Значение коэффициента K для источников S^{35} различной толщины d и различного диаметра.

Диаметры источников: 1) $\varnothing = 1$ см; 2) $\varnothing = 3$ см; 3) $\varnothing = 5$ см; 4) $\varnothing = 7$ см; 5) $\varnothing = 9$ см.

Для всех измеренных источников величина K дана в последней графе табл. 3 и 4. На рис. 9 и 10 приведена зависимость величины K от толщины d источников S^{35} и W^{185} , а на рис. 11 — зависимость K от площади источников S^{35} при различной их толщине.

Погрешность при определении толщины источника изменяется от 10 до 1% с увеличением толщины активного слоя и диаметра источника.

Сопоставим результаты измерений с расчетными данными. Для этого найдем значение силы тока, создаваемого в измерительном объеме «толстым» источником β -частиц S^{35} № 1 диаметром 9 см. Источник имеет следующие характеристики: $A = 0,280$ мкюри, вес активного слоя 920 мг, $S = 76,9$ см², $\mu = 0,232$ см²/мг.

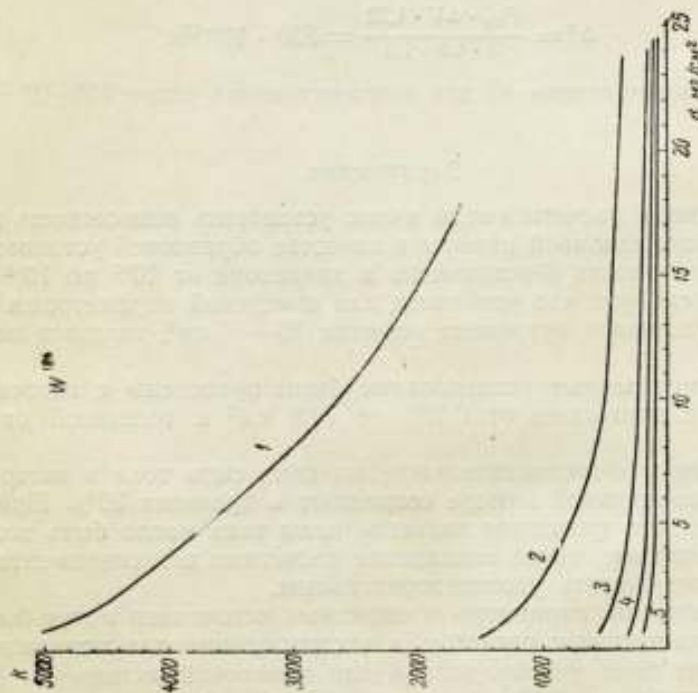


Рис. 10. Значение коэффициента K для источников W^{10} различной толщины и различного диаметра. Диаметры источников: 1) $\varnothing = 1$ см; 2) $\varnothing = 3$ см; 3) $\varnothing = 5$ см; 4) $\varnothing = 7$ см; 5) $\varnothing = 9$ см.

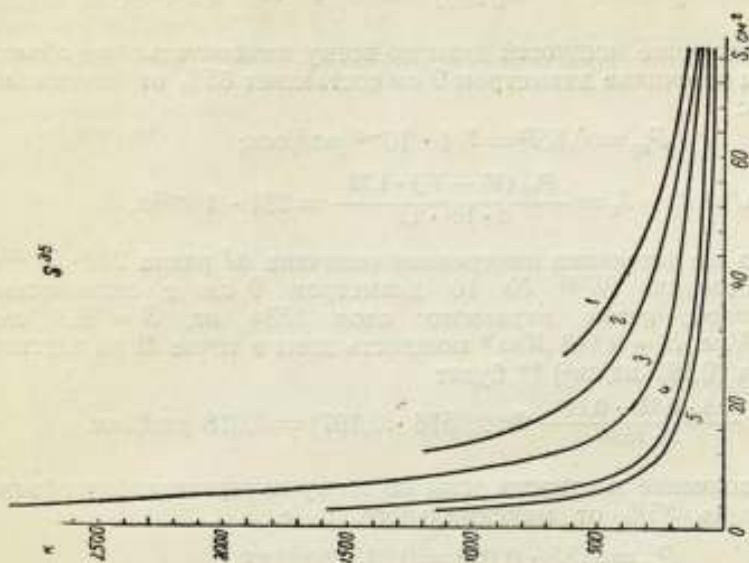


Рис. 11. Значение коэффициента K для источников Sz различной площади и различной толщины d .

Толщина источников: 1) $d = 1$ мм; 2) $d = 2$ мм; 3) $d = 4$ мм; 4) $d = 10$ мм; 5) $d = 14$ мм.

При расстоянии между измерительным и потенциальным электродами $h=1$ мм ($0,129$ мг/см²), согласно выражению (8), мощность дозы в точке M будет

$$P = \frac{KqE\Phi(\mu h)}{2} = \frac{0,5 \cdot 0,28 \cdot 60 \cdot 0,88}{2 \cdot 920} = 4 \cdot 10^{-3} \text{ рад/сек.}$$

Среднее значение мощности дозы по всему измерительному объему для $h=1$ мм и источника диаметром 9 см составляет 85% от максимального значения:

$$P_{cp} = 0,85P = 3,4 \cdot 10^{-3} \text{ рад/сек.}$$

$$\Delta I = I_1 - I_2 = \frac{P_{cp}(V_1 - V_2) \cdot 1,72}{3 \cdot 10^9 \cdot 1,6} = 281 \cdot 10^{-13} \text{ а.}$$

Для этого же источника измеренная величина ΔI равна $249 \cdot 10^{-13}$ а.

Для β -источника W^{185} № 10 диаметром 9 см с активностью $A = 0,824$ мкюри, весом активного слоя 1534 мг, $S = 76,9$ см², $\mu = 0,0516$ см²/мг, $E = 0,143$ Мэв * мощность дозы в точке M на расстоянии $h = 1,5$ мм ($0,197$ мг/см²) ** будет

$$P_M = \frac{0,5 \cdot 0,824 \cdot 0,143}{2 \cdot 1534} \Phi(0,0516 \cdot 0,197) = 0,018 \text{ рад/сек.}$$

Среднее значение мощности дозы по всему измерительному объему будет составлять 85% от максимального, т. е.

$$P_{cp} = 0,85 \cdot 0,018 = 0,015 \text{ рад/сек.}$$

Сила тока, создаваемая этим источником в объеме $\Delta V = 10$ см³, будет

$$\Delta I = \frac{P_{cp} \cdot \Delta V \cdot 1,72}{3 \cdot 10^9 \cdot 1,6} = 550 \cdot 10^{-13} \text{ а.}$$

Измеренное значение ΔI для этого источника равно $406 \cdot 10^{-13}$ а.

Заключение

Приведенные расчеты имели целью установить возможность применения экстраполяционной камеры в качестве образцовой установки для измерений активности β -источников в диапазоне от 10^{-5} до 10^{-2} кюри. Из расчетов следует, что удобными для измерений параметрами источника будут: площадь источника порядка 10—50 см², толщина порядка 100 мг/см².

Экспериментальные исследования были проведены с источниками S^{35} и W^{185} с площадью от 0,785 до 74,9 см² и толщиной от 1 до 24 мг/см².

Расчетное и экспериментальное значения силы тока в экстраполяционной ионизационной камере совпадают в пределах 30%. Принимая во внимание, что расчетное значение силы тока могло быть получено лишь приближенно, такое совпадение расчетных и экспериментальных данных можно считать удовлетворительным.

Таким образом, параметры измеряемых источников могут быть выбраны в соответствии с расчетом, а экстраполяционная ионизационная камера может быть рекомендована для измерений активности β -излучающих источников в диапазоне значений от 10^{-5} до 10^{-2} кюри.

* См. сноску на стр. 16.

** См. сноску на стр. 10.

ЛИТЕРАТУРА

1. Петржак К. А., Бак М. А., Определение доли излучения, попадающей на круглую мишень от круглого источника, ЖТФ, т. 25, вып. 4, 1955, стр. 636.
2. Аглинцев К. К., Касаткин В. П., Метод дозиметрии β -излучения, основанный на исследованиях электронных спектров в полях β -излучателей, «Атомная энергия», т. 7, вып. 2, 1959, стр. 138.
3. Аглинцев К. К., Дозиметрия ионизирующих излучений, Гостехиздат, 1957.
4. Горшков Г. В., Гамма-излучение радиоактивных тел, Гостехиздат, 1959.

Поступила в редакцию
12/IV 1961 г.

М. Ф. ЮДИН
ВНИИМ

О НЕКОТОРЫХ ПОПРАВКАХ ПРИ ВОСПРОИЗВЕДЕНИИ РЕНТГЕНА ЭТАЛОННОЙ УСТАНОВКОЙ 250—3000 кэв*

В статье рассматривается вопрос о введении поправок на проникновение излучения через стенки калиброванной диафрагмы и на рассеяние при измерении доз γ -излучения Co^{60} с помощью эталонной установки.

Характерной особенностью излучения в диапазоне энергий квантов 250—3000 кэв* является его высокая проникающая способность и сравнительно большие пробеги в воздухе вторичных электронов.

Высокая проникающая способность вынуждает применять специальные диафрагмирующие устройства, дающие возможность получить узкие пучки γ -лучей, необходимые для воспроизведения рентгена. Чтобы полностью использовать ионизирующую способность первичных электронов, учитывая большие пробеги их, приходится эталонные ионизационные камеры помещать в специальные сосуды, где может быть создано повышенное давление воздуха.

При измерении ионизационных токов, создаваемых излучением в камерах с повышенным давлением, для обеспечения условий измерения токов насыщения используют напряжения до 15—20 кв. Однако из-за колонной рекомбинации невозможно получить насыщение при практически легко достижимых напряженностях электрического поля между электродами ионизационной камеры. Поэтому при аттестации радиоактивных препаратов в качестве образцовых γ -излучателей, а также при передаче размера рентгена образцовым дозиметрам, в измерения, выполненные с помощью эталонной установки [1], приходится вводить ряд поправок.

Однако вопрос о поправках, которые необходимо вводить при измерении жесткого излучения с энергией квантов до 3 Мэв,* до опубликования работ [2—4] не был освещен в литературе. В связи с намеченным сличением воспроизводящих рентген эталонных установок ВНИИМ и НБЭ (США) и выявившимися расхождениями между вводимыми ими поправками, представлялось необходимым еще раз рассмотреть вопрос о некоторых из них.

* См. сноску на стр. 16.

Поправка на проникновение излучения в ионизационную камеру через стенки калиброванной диафрагмы

Эталонная установка для воспроизведения рентгена в области γ -излучения с энергией квантов от 250 до 3000 кэв* изображена схематически на рис. 1.

Из-за высокой проникающей способности излучения рассматриваемого диапазона энергии ионизация в камере создается не только излучением, проходящим через отверстие калиброванной диафрагмы 3 [5]; некоторая доля излучения проникает в камеру и через стенки этой диафрагмы. В результате измеренный ионизационный ток будет больше

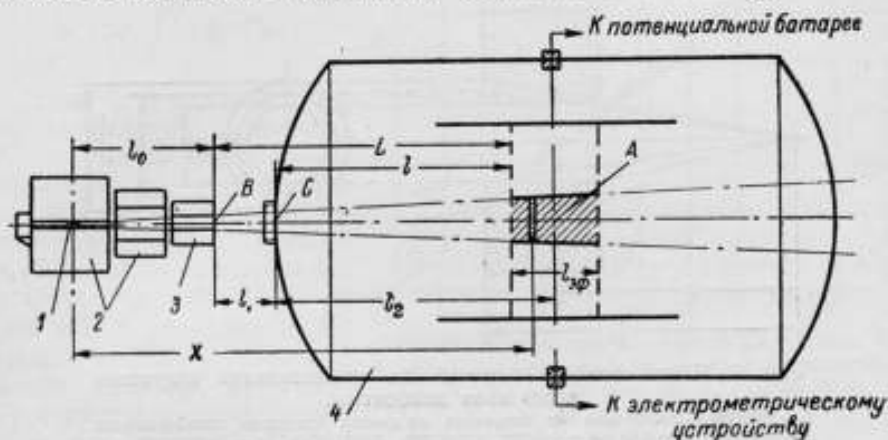


Рис. 1. Схема эталонной установки.

1 — источник излучения; 2 — диафрагмирующее устройство; 3 — калиброванная диафрагма, определяющая диаметр рабочего пучка γ -лучей; 4 — баг, где размещена плоская ионизационная камера и где давление воздуха может быть доведено до 20 атм*.

истинного тока, который получался бы, если бы излучение не проникло через стенки диафрагмы. Для расчета энергии излучения, прошедшей через стенки калиброванной диафрагмы, рассмотрим рис. 2.

Если I_0 — интенсивность излучения в центре отверстия передней плоскости калиброванной диафрагмы, то энергию излучения E , прошедшую в камеру через стенки диафрагмы, можно вычислить по уравнению

$$E = \int_a^{r_{\max}} 2\pi r dr I_0 e^{-\mu \delta}, \quad (1)$$

где δ — толщина слоя свинца, через который проходит излучение;
 μ — линейный коэффициент ослабления измеряемого излучения в свинце.

Из рис. 2 имеем

$$\frac{r}{\sqrt{r^2 + l_0^2}} = \frac{r-a}{\delta}; \quad \delta = \frac{r-a}{r} \sqrt{r^2 + l_0^2} = (r-a) \sqrt{1 + \left(\frac{l_0}{r}\right)^2}. \quad (1a)$$

Если пренебречь изменением качества излучения при его прохождении через стенки калиброванной диафрагмы, тогда поправку $K_{пр}$ учи-

* См. сноску на стр. 16.

тывающую увеличение ионизации из-за проникновения излучения через стенки диафрагмы, можно вычислить по формуле

$$K_{\text{пр}} = \frac{\pi a^2 I_0}{\pi a^2 I_0 + E} = \frac{\pi a^2 I_0}{\pi a^2 I_0 + 2\pi I_0 \int_a^{r_{\text{max}}} r e^{-\mu r} dr}$$

или

$$K_{\text{пр}} = \frac{a^2}{a^2 + 2 \int_a^{r_{\text{max}}} r e^{-\mu r} dr} \quad (2)$$

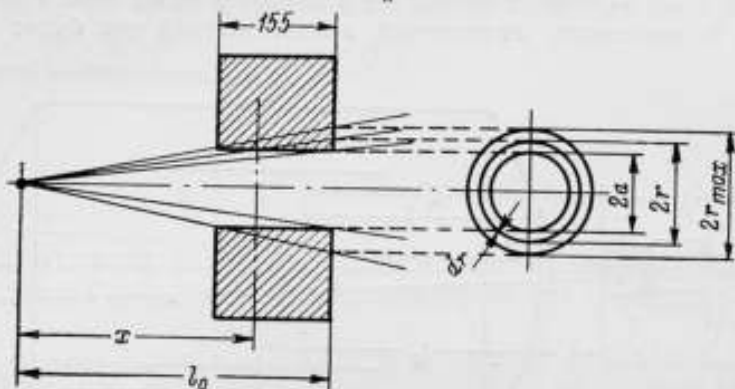


Рис. 2. К вычислению поправки на проникновение излучения через края диафрагмы.

$l_0 = 62,9$ см — расстояние от источника до центра отверстия калиброванной диафрагмы; $a = 0,69$ см — радиус отверстия диафрагмы; r — радиус кольца, соответствующий расстоянию x от излучателя; $r_{\text{max}} = 0,906$ см.

Для определения значения $K_{\text{пр}}$ необходимо вычислить численным интегрированием выражение

$$2 \int_a^{r_{\text{max}}} r e^{-\mu r} dr = 2 \int_a^{r_{\text{max}}} r e^{-\mu(r-a)} \sqrt{1 + \left(\frac{l_0}{r}\right)^2} dr.$$

В связи с тем, что вычисляется ослабление излучения, прошедшего через толстый слой свинца, необходимо учитывать так называемый множитель накопления B [6—8], численно равный отношению наблюдаемой мощности дозы после прохождения излучением материала некоторой толщины к расчетной мощности дозы в соответствии с формулой $e^{-\mu x}$. Отличие множителя B от единицы объясняется рассеянием излучения.

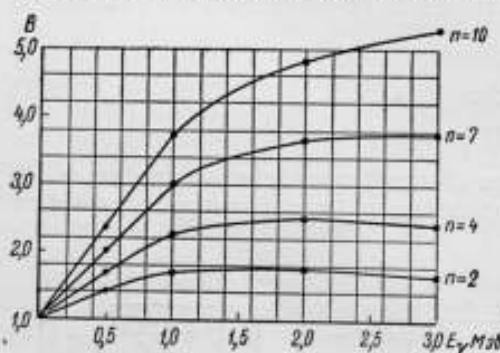


Рис. 3. Зависимость множителя накопления B от энергии квантов излучения.

Как показал опыт, величина B зависит от толщины материала, проходящего излучением, атомного номера материала и энергии квантов излучения. На рис. 3 изображена зависимость множителя накопления B от энергии γ -квантов E_γ при прохождении их через свинец. В качестве параметров взяты длины пробегов n гамма-лучей в свинце. Как известно,

под длиной пробега γ -лучей в данном веществе понимается толщина материала, при прохождении через которую интенсивность узкого пучка γ -лучей уменьшается в e раз.

На рис. 4 приведены значения множителя B при прохождении γ -излучения Co^{60} через свинец в зависимости от толщины свинца, выраженной в длинах пробегов γ -лучей.

Поэтому выражение для $K_{\text{пр}}$ будет иметь вид:

$$K_{\text{пр}} = \frac{a^2}{a^2 + a^2 \int_a^{r_{\text{max}}} r B e^{-\mu r} dr} \quad (2)$$

Подсчеты показали, что для вычисления интеграла (2) с удовлетворительной точностью достаточно всю толщину, через которую проникает излучение, разбить на 20 колец со средними радиусами $r_{\text{ср}}$ от 0,691 до 0,890 см. В качестве иллюстрации в табл. 1 приведены данные подсчета интеграла (2) численным интегрированием для излучения Co^{60} .

Приведенные на рис. 3 и 4 значения B применимы для широких пучков γ -лучей. В связи с отсутствием данных для B , применимых для нашего случая, при этих расчетах мы приняли $B = 1$.

Из данных табл. 1 имеем:

$$K'_{\text{пр}} = \frac{0,476}{0,500} = 0,954$$

для линии $h\nu_1 = 1,17 \text{ Мэв}$;

$$K''_{\text{пр}} = \frac{0,476}{0,503} = 0,946$$

для линии $h\nu_2 = 1,33 \text{ Мэв}$.

Среднее значение коэффициента $\bar{K}_{\text{пр}}$ для излучения Co^{60}

$$\bar{K}_{\text{пр}} = \frac{h\nu_1 K'_i + h\nu_2 K''_i}{h\nu_1 + h\nu_2} = 0,950. \quad (3)$$

Однако в измерительный объем камеры будет также проникать некоторая доля излучения, рассеянная массой коллиматора. Приближенная оценка вклада рассеянного излучения дает $\sim 0,5\%$. Поэтому ионизация в камере за счет проникновения и рассеяния излучения будет составлять около $5,5\%$ от полной ионизации для γ -излучения Co^{60} . Необходимо еще раз подчеркнуть, что, вычисляя поправки $K_{\text{пр}}$, мы пренебрегли изменением ионизирующей способности излучения при его прохождении через стенки диафрагмы из свинца.

* См. сноску на стр. 16.

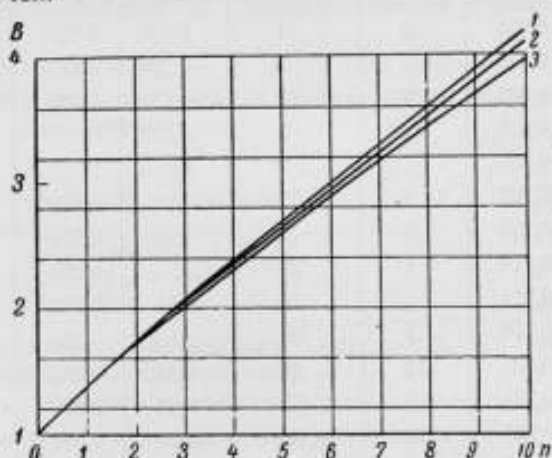


Рис. 4. Зависимость множителя накопления B от толщины свинца, проходимого излучением.

1) $E_\gamma = 1,33 \text{ Мэв}$; 2) $E_\gamma = 1,25 \text{ Мэв}$;
3) $E_\gamma = 1,17 \text{ Мэв}$.

Таблица 1

$r_{\text{ср}}$, см	$\Delta r \cdot 10^3$, см	$(r_{\text{ср}} - a) \cdot 10^3$, см	δ , см	$e^{-\mu_1 \delta}$	$e^{-\mu_2 \delta}$	S , см	Q , см
1	2	3	4	5	6	7	8
0,691	2	1	0,091	0,939	0,945	2,60	2,61
0,693	2	3	0,272	0,829	0,843	2,29	2,34
0,695	2	5	0,452	0,732	0,752	2,04	2,09
0,697	2	7	0,632	0,647	0,672	1,80	1,87
0,699	2	9	0,810	0,572	0,600	1,60	1,68
0,702	4	12	1,08	0,476	0,508	2,67	2,85
0,706	4	16	1,43	0,374	0,407	2,13	2,31
0,710	4	20	1,77	0,294	0,328	1,67	1,86
0,714	4	24	2,11	0,232	0,264	1,32	1,51
0,720	9	30	2,62	0,164	0,192	2,13	2,55
0,730	10	40	3,45	0,043	0,114	1,36	2,23
0,740	10	50	4,25	0,053	0,069	0,78	1,04
0,750	10	50	5,03	0,031	0,042	0,46	0,63
0,760	10	70	5,78	0,018	0,026	0,28	0,39
0,775	20	85	6,90	0,086	0,013	0,27	0,40
0,800	30	110	8,65	0,002	0,004	0,10	0,19
0,830	30	140	10,6	0,0007	0,0012	0,03	0,06
0,860	30	170	12,4	0,0002	0,0004	0,01	0,02
0,890	30	200	14,1	0,00006	0,00014	—	—
						$\Sigma = 0,024$	$\Sigma = 0,027$

Примечания. В 1-й графе указаны средние радиусы колец, а во 2-й — ширины колец. Эти величины определяют толщину, через которую проникает излучение.
 $\mu_1 = 0,69 \text{ см}^{-1}$ — значения линейного коэффициента ослабления в свинце для линии $h\nu_1 = 1,17 \text{ Мэв}$ и $\mu_2 = 0,63 \text{ см}^{-1}$ для линии $h\nu_2 = 1,33 \text{ Мэв}$.
 $S = 2r_{\text{ср}} B_1 e^{-\mu_1 \delta} \Delta r \cdot 10^3$;
 $Q = 2r_{\text{ср}} B_2 e^{-\mu_2 \delta} \Delta r \cdot 10^3$.

Поправка на рассеяние

Проходя через просвечиваемую массу воздуха, часть излучения рассеивается. Некоторая доля рассеянного излучения распространяется в направлениях, совпадающих с направлениями распространения первичного излучения, и поэтому ни при каких обстоятельствах не может быть отделена от первичного излучения и тем самым исключена. Это рассеянное излучение поглощается в ионизационном объеме камеры и создает дополнительную ионизацию. В соответствии с определением рентгена ионизация, создаваемая в ионизационной камере рассеянным излучением, должна быть исключена [9, 10].

Таким образом, измеряемая ионизация воздуха в камере обусловлена поглощением как первичного, так и рассеянного излучения. По-

этому поправка, учитывающая влияние рассеянного излучения, может быть представлена в виде:

$$K_{\text{рас}} = \frac{i_{\text{ист}}}{i} = \frac{i_{\text{ист}}}{i_{\text{ист}} + i_{\text{рас}}} = \frac{1}{1 + b}, \quad (4)$$

где i — измеренный ионизационный ток;

$i_{\text{ист}}$ — ионизационный ток, создаваемый за счет поглощения первичного излучения;

$i_{\text{рас}}$ — ионизационный ток, создаваемый рассеянным излучением.

Для подсчета $K_{\text{рас}}$ необходимо определить значение b , которое можно представить в виде соотношения

$$b = \frac{i_{\text{рас}}}{i_{\text{ист}}} = \frac{I_0 \int_0^{l_{\text{эф}}} \int_0^\pi e^{-\mu_0 x} \sigma_S(\varphi) \cdot (\tau + \sigma_p) R(x, \varphi) e^{-\frac{\mu(l-x)}{\cos \varphi}} dx dy}{I_0 e^{-\mu_0 l} \int_0^{l_{\text{эф}}} (\tau + \sigma_p) e^{-\mu y} dy}, \quad (5)$$

где I_0 — интенсивность падающего излучения при входе в бак, после прохождения алюминиевого окна;

$l_{\text{эф}}$ — эффективная длина измерительного электрода;

$e^{-\mu_0 x}$ — ослабление интенсивности первичного излучения на пути от места его входа в бак до точки с абсциссой x , в которой произошло рассеяние;

$\sigma_S(\varphi)$ — поперечное сечение рассеяния в воздухе, учитывающее вероятность рассеяния энергии под данным углом φ к первичному направлению распространения излучения;

$\tau + \sigma_p$ — истинные коэффициенты поглощения в воздухе излучения, рассеянного под углом φ ;

$R(x, \varphi)$ — эффективный путь квантов в ионизационном объеме камеры, рассеянных под углом φ , зависящий как от места рассеяния квантов, так и от угла рассеяния;

$e^{-\frac{\mu(l-x)}{\cos \varphi}}$ — ослабление в воздухе рассеянного под углом φ излучения на пути его распространения от места рассеяния (x) до места входа в ионизационный объем камеры.

Знаменатель в формуле (5) дает энергию первичного излучения, поглощенную в измерительном объеме ионизационной камеры. Интегрирование производится от начала измерительного электрода до его конца: после интегрирования и подстановки пределов имеем

$$i_{\text{ист}} \approx I_0 e^{-\mu_0 l} \frac{\tau + \sigma_p}{\mu} (1 - e^{-\mu l_{\text{эф}}}) \approx I_0 e^{-\mu_0 l} (\tau + \sigma_p) l_{\text{эф}}. \quad (5a)$$

Последнее выражение справедливо, если для измеряемого излучения $\mu l_{\text{эф}} < 1$.

Числитель уравнения (5) дает энергию рассеянного воздухом излучения на пути его распространения от входного окна бака до конца измерительного электрода, которая поглотилась в ионизационном объеме камеры и таким образом создала дополнительную ионизацию.

Интеграл в числителе формулы (5) при подсчете не берется. Поэтому для подсчета b отдельно вычисляются интенсивность γ -квантов, рассеянных воздухом на пути пучка лучей в баке от его входа до начала измерительного электрода, которые при своем дальнейшем распространении попадают в ионизационный объем камеры, и интенсивность γ -из-

лучения, рассеянного на длине измерительного электрода. При этом, в соответствии с формулой Клейна—Нишины—Тамма, учитывается вероятность рассеяния энергии в определенном телесном угле и средняя энергия рассеянных квантов. В расчетах обычно используются поперечные сечения, приведенные в работе [11]. Затем оценивается вклад рассеянного излучения в полную ионизацию с учетом эффективного пути, проходимого квантом рассеянного излучения в ионизационном объеме камеры, и энергии кванта в зависимости от угла рассеяния.

Далее излагается ход расчета $K_{\text{рас}}$ для однократно рассеянного γ -излучения Co^{60} .

При этих вычислениях предполагается, что среднее значение множителя $e^{-\frac{\mu(l-x)}{\cos \varphi}}$, учитывающего ослабление рассеянного излучения в пределах интегрирования, указанных в числителе формулы (5), совпадает со значением множителя $e^{-\mu l}$, учитывающего ослабление первичного излучения от места входа излучения в бак до начала измерительного электрода. При данном способе расчета $K_{\text{рас}}$ это может привести к уменьшению его значения не более чем на 0,2—0,3%.

Расчет интенсивности рассеянного излучения на пути распространения излучения от входного окна бака (точка С на рис. 1) до начала измерительного электрода

При этом расчете принимался во внимание только вклад энергии излучения, рассеянной под углами от 0 до 90°, к направлению распространения излучения. Указанный диапазон углов был разбит на 9 интервалов: 0—10, 10—15, 15—20, 20—25, 25—30, 30—40, 40—50, 50—70 и 70—90°.

Интервал углов 0—10°. Из геометрии установки вытекает, что все излучение $I_{\text{рас}}$, рассеянное воздухом под углами от 0 до 10°, на указанном пути распространения γ -излучения (92 см) полностью попадает в ионизационный объем камеры. Поэтому доля рассеянного излучения в интервале углов от 0 до 10°, участвующая в создании измеряемой ионизации, вычислялась по формуле

$$\left(\frac{I_{\text{рас}}}{I_0}\right)_{0-10} = \int_{x=0}^{x=l} \sigma_S p e^{-\mu p x} dx = \frac{\sigma_S}{\mu} (1 - e^{-92 p l}), \quad (6)$$

где I_0 — интенсивность первичного излучения;

σ_S — линейный коэффициент рассеяния в воздухе энергии между углами 0 и 10° (в см^{-1});

p — давление воздуха в баке (ата); *

μ — линейный коэффициент ослабления измеряемого излучения (в $\text{см}^{-1} \text{ ата}^{-1}$);

$$\sigma_S = \epsilon \sigma_S \cdot N,$$

* Единицей давления в Международной системе единиц СИ, согласно ГОСТ 9867—61, введенного в действие с 1 января 1963 г., является ньютон на квадратный метр:

1 техническая атмосфера = $9,80665 \cdot 10^4 \text{ н/м}^2$;

1 физическая атмосфера = $10,1325 \cdot 10^4 \text{ н/м}^2$;

1 мм рт. ст. = $133,322 \text{ н/м}^2$.

где $N = 3,63 \cdot 10^{20}$ эл/см³ — число электронов в 1 см³ воздуха (при $t = 20^\circ\text{C}$ и $p = 760$ мм рт. ст.);*

σ_s — поперечное сечение рассеяния в расчете на один электрон (в см²/эл);

ϑ — угол рассеяния для рассматриваемого диапазона углов (в градусах).

Величины, использованные для вычисления формулы (6), а также других аналогичных выражений, необходимых для определения b , приведены в табл. 2. Коэффициенты $(\tau + \sigma_\beta)$ даны в таблице для энергий γ -квантов, указанных в графе $h\nu'_{\text{ср}}$.

Таблица 2

Интервал углов $\vartheta_{\text{н}} - \vartheta_{\text{к}}$	$\vartheta_{\text{ср}}$	$\sigma_s \cdot 10^{27}$ см ² /эл		$\sigma_s \cdot 10^6$ см ⁻¹	$h\nu'_{\text{ср}}$ Мэв	$(\tau + \sigma_\beta)_{\text{ср}}$ см ² /г	$(\tau + \sigma_\beta)_{\text{возд}} \cdot 10^6$ см ⁻¹
		от 0 до $\vartheta_{\text{к}}$	от $\vartheta_{\text{н}}$ до 0				
0	—	—	—	—	1,25	—	3,22
0—10	5	7,11	7,11	2,581	1,24	0,0268	3,23
10—15	7,5	14,9	7,79	2,828	1,18	0,0270	3,26
15—20	17,5	23,9	9,0	3,267	1,12	0,0274	3,30
20—25	22,5	34,0	10,1	3,666	1,05	0,0277	3,34
25—30	27,5	42,3	8,3	3,013	0,980	0,0281	3,39
30—40	35	57,7	15,4	5,590	0,865	0,0285	3,44
40—50	45	70,0	12,3	4,465	0,730	0,0291	3,51
50—70	60	82,0	12,0	4,356	0,563	0,0297	3,58
70—90	80	91,3	9,3	3,376	0,413	0,0296	3,57

Интервал углов 10—15°. При вычислении рассеянного излучения под углами большими 10° уже не все рассеянное излучение будет достигать ионизационного объема камеры. Поэтому весь путь от точки C (рис. 1) до начала измерительного электрода разбивался на 3 или 2 части, в зависимости от рассматриваемого интервала углов.

Оценка рассеянного излучения ($I_{\text{рас}}/I_0$) для интервала углов 10—15° производилась с помощью интегрирования трех выражений со следующими пределами:

$$\left. \begin{array}{l} 1) \int_{x_2}^{x_3} \sigma_s p e^{-\mu p x} dx, \\ 2) \int_{x_1}^{x_2} \sigma_s p e^{-\mu p x} dx, \\ 3) \int_0^{x_1} \frac{\sigma_s}{2} p e^{-\mu p x} dx. \end{array} \right\} (7)$$

* См. сноску на стр. 62.

Здесь σ_s — линейный коэффициент рассеяния в воздухе для квантов, рассеянных в интервале углов $10-15^\circ$;

$$x_2 = x_1 + l_{\text{эф}} = \left(l - \frac{H}{\operatorname{tg} 15^\circ} \right) + l_{\text{эф}} = \left(92 - \frac{20}{\operatorname{tg} 15^\circ} \right) + l_{\text{эф}} = 42,5 \text{ см}, \quad (8)$$

где $l_{\text{эф}} = 25 \text{ см}$ — эффективная длина измерительного электрода;

$H = 20 \text{ см}$ — расстояние между осью пучка и электродами.

Разбивка всего пути лучей в воздухе на три указанных участка ($0-x_1$, x_1-x_2 и x_2-x_0) сделана для облегчения в последующем вычисления эффективного пути рассеянных γ -квантов в ионизационном объеме камеры.

γ -кванты, рассеянные воздухом под углами от 10 до 15° на пути лучей от $x_2 = 42,4 \text{ см}$ до $x_0 = l = 92 \text{ см}$, проходят путь в ионизационном объеме, как это будет показано ниже, равный примерно $l_{\text{эф}}$, т. е. 25 см . Для γ -квантов, рассеянных воздухом под этими же углами на пути пучка лучей от $x_1 = 17,4 \text{ см}$ до x_2 , эффективный путь будет меньше 25 см .

Так, γ -квант, рассеянный под углом 15° в точке с координатами ($x = 17,4$, $y = 0$), попадет в ионизационный объем у самого начала электрода, т. е. для него путь в ионизационном объеме фактически будет равен нулю; иными словами, он не будет участвовать в создании в камере измеряемой ионизации, в то время как для кванта, рассеянного в этой же точке под углом 10° , путь в ионизационном объеме будет равен $l_{\text{эф}} = 25/\cos 10^\circ$, т. е. будет больше 25 см .

При вычислении третьего интеграла, от 0 до $17,4 \text{ см}$, линейный коэффициент рассеяния для указанного интервала углов брался равным $\sigma_s/2$. Это обусловлено тем, что примерно половина рассеянного излучения на этом участке пути лучей вовсе не попадала в ионизационный объем.

Рассеяние под углами $15-20^\circ$. Рассеянные воздухом под углами $15-20^\circ$ на пути от точки C до точки с абсциссой $x_1 = 17,4 \text{ см}$ γ -кванты вовсе не будут попадать в ионизационный объем и поэтому рассеяние на этом пути под указанными углами не учитывалось.

Только для γ -квантов, рассеянных на пути от 62 до 92 см , путь в ионизационном объеме будет сравним с эффективной длиной измерительного электрода, и при своем распространении эти кванты не будут попадать на электроды камеры. Поэтому пределами интегрирования интегралов, аналогичных интегралам (7), в этом случае были: для 1-го интеграла нижний предел $x_3 = 62 \text{ см}$, верхний предел $x_0 = 92 \text{ см}$; для 2-го интеграла нижний предел $x_2 = 37 \text{ см}$, верхний предел $x_3 = 62 \text{ см}$; для 3-го интеграла соответственно $x_1 = 17,4 \text{ см}$ и $x_2 = 37 \text{ см}$.

При вычислении третьего интеграла линейный коэффициент рассеяния брался равным половине σ для этого диапазона углов по тем же самым соображениям, по которым это делалось при вычислении интегралов вида (7).

Рассеяние под углами $20-25^\circ$ и $25-30^\circ$. Для углов $20-25^\circ$ и $25-30^\circ$ нижние пределы интегрирования первого интеграла были соответственно $74,1 \text{ см}$ и $82,3 \text{ см}$, а верхние 92 см . Нижние пределы третьего интеграла взяты равными соответственно 37 и $49,1 \text{ см}$.

Рассеяние под углами $30-40^\circ$, $40-50^\circ$ и $50-70^\circ$. Первые интегралы для этих углов рассеяния не вычислялись, так как все рассеянные γ -кванты на всем пути от точки C до начала измерительного электрода при своем распространении либо вовсе не попадали в ионизационный объем, либо попадали на электроды камеры.

Верхний предел вторых интегралов равнялся 92 см , нижние пределы — соответственно $67,8$; $75,2$ и $84,7 \text{ см}$.

Для углов рассеяния 70—80° вычислялся только третий интеграл

$$3) \int_{84.7}^{92} \frac{\sigma_S}{2} p e^{-\mu p x} dx, \quad (7a)$$

где σ_S — линейный коэффициент рассеяния в диапазоне углов 70—90°.

Результаты вычисления рассеянной энергии γ -излучения Co^{60} для давлений воздуха в баке, равных 8, 10, 12 и 20 ата,* сведены в табл. 3.

Таблица 3

Давление воздуха в баке, ата	№ интегралов (Г)	Доля рассеянной энергии ($I_{рас}/I_0$) · 10 ² для интервалов углов									$\Sigma \cdot 10^2$	$\Sigma\Sigma \cdot 10^2$
		0—10	10—15	15—20	20—25	25—30	30—40	40—50	50—70	70—90°		
8	1	1,85	1,08	0,752	0,503	0,224	—	—	—	—	4,409	10,08
	2	—	0,555	0,634	0,706	0,586	1,04	0,575	0,244	—	4,340	
	3	—	0,196	0,252	0,173	0,095	1,221	0,135	0,160	0,094	1,326	
10	1	2,302	1,340	0,926	0,620	0,273	—	—	—	—	5,46	12,48
	2	—	0,692	0,786	0,880	0,728	1,280	0,711	0,303	—	5,38	
	3	—	0,245	0,313	0,217	0,118	0,282	0,155	0,193	0,17	1,64	
12	1	3,07	1,59	1,11	0,733	0,327	—	—	—	—	6,83	15,18
	2	—	0,830	0,938	1,050	0,857	1,520	0,837	0,357	—	6,39	
	3	—	0,290	0,377	0,256	0,144	0,336	0,185	0,230	0,38	1,96	
20	1	4,46	2,47	1,77	1,18	0,533	—	—	—	—	10,51	23,94
	2	—	1,35	1,53	1,68	1,37	2,42	1,34	0,568	—	10,26	
	3	—	0,486	0,606	0,421	0,226	0,345	0,294	0,373	0,047	3,17	

Примечание. Σ — сумма по горизонтали значений рассеянной энергии; $\Sigma\Sigma$ — суммарная интенсивность рассеянного излучения для данного давления воздуха, отнесенная к интенсивности первичного излучения.
Об единице давления см. сноску на стр. 62.

Расчет интенсивности излучения, рассеянного воздухом на пути его распространения вдоль измерительного электрода

Доля излучения, рассеянного воздухом на пути распространения излучения вдоль измерительного электрода, отдельно для каждого из диапазонов указанных ранее углов рассеяния определялась по формуле:

$$\frac{I_{рас}}{I_0} = e^{-\mu p l} \int_0^{l_{эф}} \sigma_S p e^{-\mu p x} dx = e^{-\mu p l} \frac{\sigma_S}{\mu} (1 - e^{-\mu p l_{эф}}), \quad (9)$$

где $l = 92$ см — расстояние от точки С до начала измерительного электрода;

σ_S — поперечное сечение для рассеянной энергии в рассматриваемом диапазоне углов.

Результаты вычислений приведены в табл. 4.

* См. сноску на стр. 62.

Таблица 4

Давление воздуха, ата*	Доля рассеянной энергии ($I_{\text{рас}}/I_0$) · 10 ³ для интервалов углов									Σ**
	0-10	10-15	15-20	20-25	25-30	30-40	40-50	50-70	90-90°	
8	0,485	0,532	0,615	0,690	0,571	1,052	0,840	0,822	0,636	6,24
10	0,601	0,658	0,761	0,854	0,705	1,310	1,040	1,020	0,787	7,74
12	0,846	0,928	1,06	1,19	0,987	1,82	1,45	1,42	1,10	10,80
20	1,12	1,22	1,41	1,58	1,31	1,42	1,93	1,89	1,46	13,22

* См. сноску на стр. 62.
** Σ — сумма рассеянной энергии по горизонтали.

Расчет вклада рассеянного излучения в измеряемую ионизацию

Влияние рассеянного воздухом излучения на измеряемую ионизацию определялось для каждого диапазона углов рассеяния по формуле

$$\frac{i_{\text{рас}}}{i_{\text{ист}}} = \frac{I_{\text{рас}}}{I_0} \cdot \frac{(\tau + \sigma_{\text{р}})_{\text{рас}}}{\tau + \sigma_{\text{р}}} \cdot \frac{R_{\text{ср}}}{I_{\text{эф}}}, \quad (10)$$

где $i_{\text{рас}}/i_{\text{ист}}$ — отношение ионизационных токов, создаваемых в камере за счет рассеянного и первичного излучений для рассматриваемого диапазона углов рассеяния;

$I_{\text{рас}}/I_0$ — отношение интенсивности рассеянного излучения к интенсивности первичного излучения для того же диапазона углов;

$(\tau + \sigma_{\text{р}})_{\text{рас}}$ и $(\tau + \sigma_{\text{р}})$ — сумма линейных коэффициентов фотоэлектрического и комптоновского поглощений для средней энергии рассеянных квантов рассматриваемого диапазона углов и первичного излучения соответственно;

$R_{\text{ср}}$ — средний путь рассеянных лучей в ионизационном объеме камеры для этого же диапазона углов рассеяния.

Средняя энергия квантов $h\nu'$, для которых определялось значение фотоэлектрического и комптоновского коэффициентов, вычислялась по формуле

$$h\nu' = \frac{h\nu}{1 + \alpha(1 - \cos \vartheta)}, \quad (11)$$

где $h\nu$ — энергия квантов первичного излучения. Для Co^{60} она принималась равной 1,25 Мэв;*

$$\alpha = h\nu/mc^2 = 2,44;$$

ϑ — средний угол рассеяния для рассматриваемого диапазона углов. Например $\vartheta = 5^\circ$ для интервала углов $0-10^\circ$; $\vartheta = 7,5^\circ$ для интервала углов $10-15^\circ$ и т. д.

Как легко видеть, для подсчета выражения (10) необходимо определить значение $R_{\text{ср}}$. Его определяли из геометрических соображений

* См. сноску на стр. 62.

отдельно для каждой области углов рассеяния и для каждого из интегралов вида (7).

Так, для рассеянного излучения, определяемого формулой (5), средний эффективный путь находили по формуле

$$R_{\text{ср}} = \frac{1}{\Delta\omega} \int_0^{10} \frac{l_{\text{эф}}}{\cos \varphi} d\varphi = \frac{25}{\Delta\omega} \int_0^{10} \frac{d\varphi}{\cos \varphi}, \quad (12)$$

где $\Delta\omega = 0,1745$ — рассматриваемый диапазон углов рассеяния в радианах;

$$l_{\text{эф}} = 25 \text{ см.}$$

Интеграл (12) является табличным и после интегрирования и подстановки в него пределов получаем

$$R_{\text{ср}} = \frac{25 \cdot 0,1748}{0,1745} \approx 25 \text{ см.}$$

Результаты расчета эффективных путей для квантов, рассеянных на пути как от точки С до начала измерительного электрода, так и вдоль измерительного электрода, приведены в табл. 5.

Результаты расчета вклада рассеянного излучения в ионизацию по формуле (10) приведены в табл. 6 и представлены на рис. 5.

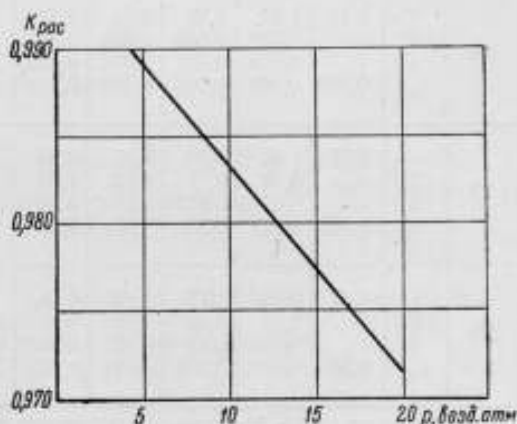


Рис. 5. Зависимость коэффициента рассеяния $K_{\text{рас}}$ от давления воздуха в камере для γ -излучения Co^{60} при расстоянии между электродами ионизационной камеры в 40 см.

Таблица 5

№ интеграла (7)	$R_{\text{ср}}$ (см) для углов								
	0-10	10-15	15-20	20-25	25-30	30-40	40-50	50-70	70-90°
<i>На пути от точки С до начала измерительного электрода</i>									
1	25	25,1	24,3	28,6	26,0	—	—	—	—
2	—	20,2	17,4	16,6	17,2	20,4	14,8	15,6	—
3	—	6	6	6	6	6	6	6	6
<i>На пути измерительного электрода</i>									
	12,6	12,8	13,1	13,5	14,1	15,3	17,0	16,8	18,6

Как видно из рис. 5 и табл. 6, вклад рассеянного воздухом γ -излучения составляет 1,2% для давления воздуха в баке 8 ата и 3% для давления воздуха 20 ата.*

* См. сноску на стр. 62.

Таблица 6

Давление воздуха в камере, ата	№ интеграла (Г)	$(I_{рас} / I_{ист}) \cdot 10^3$ для диапазонов углов (градусы)									$\Sigma \cdot 10^3$	$\Sigma \Sigma \cdot 10^3 - 6 \cdot 10^3$
		0-10	10-15	15-20	20-25	25-30	30-40	40-50	50-70	70-90		
8	1	1,85	1,10	0,748	0,596	0,246	—	—	—	—	4,54	1,21
	2	—	0,451	0,452	0,487	0,425	0,888	0,370	0,169	—	3,24	
	3	—	0,048	0,062	0,043	0,024	0,057	0,035	0,043	0,025	0,336	
	$I_{эф}$	0,245	0,276	0,330	0,373	0,339	0,693	0,623	0,613	0,525	4,01	
10	1	2,31	1,37	0,92	0,73	0,31	—	—	—	—	5,64	1,51
	2	—	0,566	0,560	0,606	0,531	1,120	0,458	0,310	—	4,05	
	3	—	0,059	0,077	0,054	0,029	0,072	0,0105	0,0515	0,0310	0,415	
	$I_{эф}$	0,303	0,340	0,408	0,478	0,418	0,856	0,770	0,763	0,650	4,99	
12	1	3,07	1,64	1,10	0,87	0,36	—	—	—	—	7,04	1,92
	2	—	0,68	0,67	0,72	1,62	1,29	0,54	0,25	—	4,77	
	3	—	0,0703	0,0926	0,0637	0,0364	0,086	0,0485	0,0644	0,0369	0,496	
	$I_{эф}$	0,427	0,481	0,556	0,667	0,586	1,19	1,07	1,06	0,907	6,94	
20	1	4,47	2,62	1,77	1,40	0,58	—	—	—	—	10,84	2,86
	2	—	1,10	1,09	1,16	0,99	2,11	0,86	0,39	—	7,71	
	3	—	0,12	0,15	0,10	0,057	0,14	0,077	0,099	0,058	0,80	
	$I_{эф}$	0,567	0,634	0,758	0,884	0,776	1,58	1,40	1,41	1,20	9,21	

Примечания. Σ — сумма по горизонтали вкладов в ионизацию рассеянного излучения, определяемого первыми, вторыми и третьими интегралами вида (7), на пути от точки С до начала измерительного электрода и на пути измерительного электрода.
 $\Sigma \Sigma$ — суммарный вклад в ионизацию рассеянного излучения для данного давления воздуха в камере.

Выводы

1. При аттестации образцовых γ -излучателей с помощью эталонной установки поправка на проникновение и рассеяние излучения калиброванной диафрагмой для γ -лучей Co^{60} составляет $\sim 0,945$.

2. Поправка на рассеяние излучения воздухом при измерении γ -лучей Co^{60} изменяется от 0,988 для давления воздуха 8 ата* до 0,972 для давления 20 ата.

ЛИТЕРАТУРА

1. Аглинцев К. К., Остромухова Г. П., Юдин М. Ф., Образцовая установка для измерения в рентгенах гамма-излучений с энергией квантов до 1,5 Мэв. Труды ВНИИМ, вып. 30(90), 1957, стр. 109—116.
2. Остромухова Г. П., Разработка и исследование эталонной установки для воспроизведения рентгена в диапазоне энергий 250—3000 кэв. Канд. диссертация ЛФТИ, АН СССР 1960.
3. Wuskoff H. O., J. Res. NBS, v. 64c, 1960, p. 87—97.
4. Аглинцев К. К., Остромухова Г. П., Воспроизведение рентгена в области гамма-излучений с энергией квантов 0,25—3 Мэв. Труды институтов Комитета, вып. 55 (115), 1961.
5. Grave G. R., J. Res. NBS, v. 48, 1952, p. 2.
6. Аглинцев К. К., Дозиметрия ионизирующих излучений, Гостехиздат, 1957, стр. 70.

* См. сноску на стр. 62.

К. К. АГЛИНЦЕВ

ВНИИМ

О ПРИМЕНЕНИИ γ -ИЗЛУЧАТЕЛЕЙ Co^{60} В КАЧЕСТВЕ ОБРАЗЦОВЫХ МЕР, ВОСПРОИЗВОДЯЩИХ ЕДИНИЦУ МОЩНОСТИ ЭКСПОЗИЦИОННОЙ ДОЗЫ

В статье рассматриваются различные вопросы, связанные с использованием γ -излучателей из Co^{60} в качестве образцовых мер, воспроизводящих единицу мощности экспозиционной дозы.

Как известно, единица экспозиционной дозы рентгеновского и γ -излучений — рентген воспроизводится эталонным методом с помощью эталонных установок. Существенной частью эталонной установки является ионизационная камера. В области энергии γ -квантов от 250 кэв до 3 Мэв* возможно использование ионизационных камер со свободным воздухом и наперстковых ионизационных камер. В последних значение мощности дозы может быть определено на основании принципа Брэгга—Грея.

Установки с наперстковыми ионизационными камерами более компактны, проще в эксплуатации и значительно более дешевы, чем установки с камерами со свободным воздухом. Однако некоторый выигрыш в простоте и стоимости установки, по-видимому, идет в ущерб точности воспроизведения рентгена. Источником трудно устранимых ошибок могут быть определения значений объема камеры и тормозной способности вещества ее стенок.

В СССР эталонная установка для воспроизведения рентгена в диапазоне значений энергии квантов от 250 кэв до 3 Мэв* [1] состоит из ионизационной камеры плоскопараллельного типа, заключенной в бак со сжатым воздухом, диафрагмирующего и электроизмерительного устройств и высоковольтной батареи. Давление воздуха в баке может быть повышено до 20 атм.**

Ионизационная камера эталонной установки характеризуется следующими параметрами: измерительный электрод имеет по ходу пучка γ -лучей длину 25 см, защитные электроды — длину по 30 см; ширина электродов в направлении, перпендикулярном пучку γ -лучей, 40 см. Расстояние между потенциальным электродом и плоскостью, в которой рас-

* См. сноску на стр. 16.

** См. сноску на стр. 62.

положены измерительный и защитный электроды, составляет 40 см. Для устранения искажений равномерности электрического поля в измерительном объеме ионизационной камеры, помимо защитных электродов, служат также соединенные с делителем напряжения алюминиевые пластины, лежащие в плоскостях, параллельных электродам. Схема эталонной установки приводится на рис. 1.

При измерении γ -излучения Co^{60} условия воспроизведения рентгена оказываются выполненными при давлении воздуха в баке не менее 9 атм.*

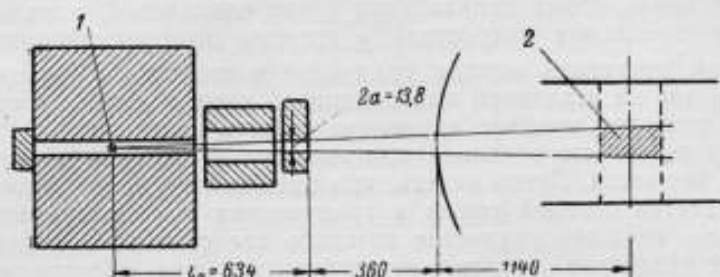


Рис. 1. Схема эталонной установки.
1 — излучатель; 2 — измерительный объем.
(Размеры — в миллиметрах).

Мощность дозы γ -излучения, отнесенная к центру измерительного электрода, рассчитывается по соотношению

$$P = \frac{CJ}{V} K_1 \cdot K_2 \cdot K_3 \cdot K_4 \cdot K_5 \cdot K_6,$$

где J — сила тока насыщения, полученная по экспериментальным данным после внесения поправок по методу Яффе—Занстра поправку на колонную рекомбинацию;

V — измерительный объем;

C — коэффициент (численное значение его равно $3 \cdot 10^9$, если J измеряется в амперах и V — в см^3);

K_1, \dots, K_6 — поправки, учитывающие плотность воздуха, поглощение γ -излучения во входном окне бака и в слое воздуха между источником и центром измерительного электрода, проникновение γ -излучения через края ограничивающей пучок диафрагмы, рассеяние γ -излучения воздухом в ионизационной камере и смещение от измерительного объема эффективной области поглощения γ -излучения.

Измерения, проведенные с помощью ионизационной камеры, позволяют получить одновременно информацию о поле излучения и об излучателе, создающем это поле. Поле излучения описывается мощностью дозы γ -излучения в данном пучке, т. е. при данных расстоянии от излучателя Co^{60} и условиях диафрагмирования. Характеристикой излучателя является его внешнее излучение на заданном от него расстоянии, измеренное при данной системе диафрагмирования излучения. Как известно, внешнее излучение пропорционально активности излучателя и отличается от его полного излучения из-за самопоглощения и саморассеяния.

Эти две трактовки результатов измерения могут быть полезны при разработке методов градуировки дозиметрической аппаратуры и паспортизации γ -излучателей.

* См. сноску на стр. 62.

Первая трактовка соответствует применяемой в дозиметрии рентгеновских лучей градуировке дозиметров по методу замещения [2]. Этот метод заключается в том, что в один и тот же пучок поочередно вводятся эталонная и градуируемая ионизационные камеры. Ввиду технической трудности смещения параллельно самому себе бака с эталонной камерой или диафрагмирующего устройства с излучателем последнее поворачивают на определенный угол [3], т. е. используются два направления пучка γ -излучения: вдоль оси эталонной камеры и вдоль оси скамьи для градуировки дозиметров. Очевидно, структура пучка излучения вдоль обоих направлений будет одинаковой, если не будут нарушены положение излучателя и система диафрагмирования.

Вторая трактовка метода градуировки сводится к утверждению, что измерения на эталонной ионизационной камере дают с достаточной степенью точности внешнее излучение данного излучателя Co^{60} в данном пучке и что это значение при неизменной системе диафрагмирования не меняется. Легко видеть, что предположение о неизменности пучка является основой также и градуировки по методу замещения. Излучатель, внешнее излучение которого известно по измерениям на эталонной установке, может рассматриваться как образцовая мера, воспроизводящая в определенных условиях определенное значение мощности экспозиционной дозы [4].

Представляет несомненный практический интерес вопрос о соотношении между активностью излучателя и его внешним излучением. Как известно, активность излучателя вполне определяет его полное излучение. Внешнее излучение отличается от полного излучения из-за самопоглощения и саморассеяния излучения в излучателе и из-за поглощения излучения в его оболочке, если последняя имеется.

Расчетный метод определения поправки на самопоглощение по обычно применяемым приближенным формулам не дает достаточно удовлетворительного результата и поэтому самопоглощение γ -излучения должно определяться экспериментально, путем параллельных измерений активности излучателя на γ -калориметре и мощности экспозиционной дозы — на эталонной установке [5]. При длине излучателя, превышающей 2–3 мм, разница между экспериментально определенными и расчетными значениями самопоглощения становится ощутимой, а при длине 15 мм достигает 13%.

Из сказанного вытекает, что в качестве образцовой меры мощности экспозиционной дозы может применяться излучатель Co^{60} , калиброванный с помощью эталонной установки. Знание активности излучателя недостаточно для точного описания поля его излучения.

Система передачи правильного размера единицы от эталона или эталонной установки ко всем мерам и измерительным приборам регламентируется поверочными схемами. На рис. 2 изображена в сокращенном виде предлагаемая поверочная схема для градуировки дозиметров γ -излучения и паспортизации γ -излучателей.

В основу поверочной схемы кладется эталонный метод воспроизведения рентгена, основанный на его определении [6]. Как уже указывалось выше, рентген воспроизводится с помощью эталонной установки с ионизационной камерой. Эта установка используется для градуировки рентгенметров по методу замещения и для паспортизации γ -излучателей, т. е. для определения их внешнего излучения, выраженного в единицах мощности экспозиционной дозы. Рентгенметры, проградуированные с помощью эталонной установки, и γ -излучатели, измеренные на этой же установке, становятся образцовыми и, в свою очередь, могут быть использованы для градуировки рабочей аппара-

туры и паспортизации рабочих γ -излучателей. На рис. 2 исчерпаны все возможные случаи этих операций.

Образцовые рентгенметры могут служить для градуировки рабочих приборов по методу замещения и для паспортизации γ -излучателей.

Образцовые γ -излучатели также могут служить для градуировки рабочих рентгенметров, поскольку уже известна создаваемая ими мощ-

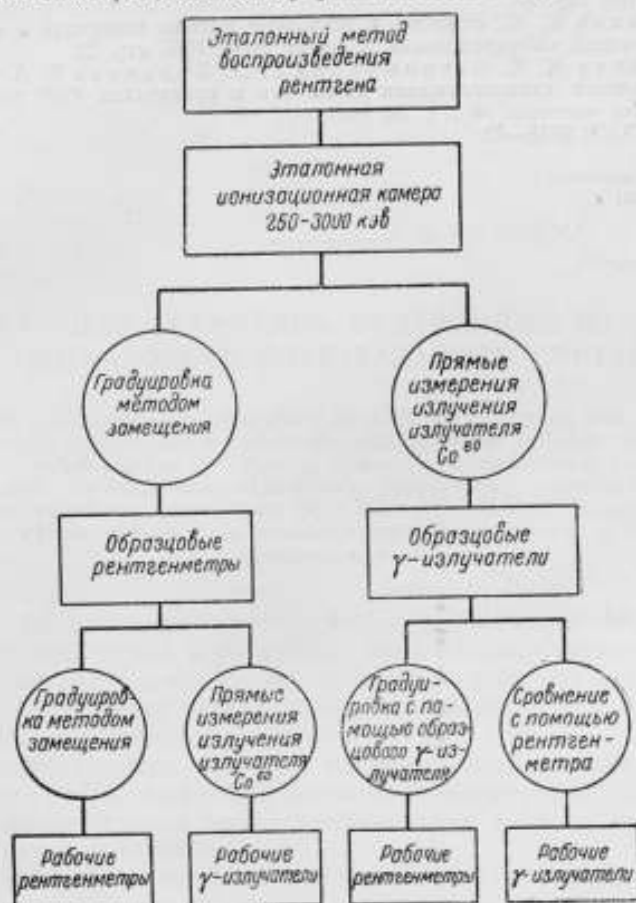


Рис. 2. Поверочная схема для градуировки дозиметров γ -излучения и паспортизации γ -излучателей.

ность экспозиционной дозы. Паспортизация рабочих γ -излучателей производится путем их сравнения с образцовым с помощью любого рентгенметра или ионизационной камеры с электрометрическим устройством.

В заключение можно отметить те требования, которым должен удовлетворять излучатель, предполагаемый к использованию в качестве образцового. Его линейные размеры должны быть малы (не больше 2 мм), форма может быть шаровой или цилиндрической. Активность излучателя и его внешнее излучение должны быть измерены на γ -калориметре и на эталонной установке для измерения в рентгенах. Важна радиологическая чистота излучателя — примеси не должны превышать по активности и по внешнему γ -излучению 0,1%. Желательно, чтобы излучатель не имел оболочки.

ЛИТЕРАТУРА

1. Аглинцев К. К., Остромухова Г. П., Воспроизведение рентгена в области γ -излучения с энергией квантов $0,25+2$ Мэв, Труды институтов Комитета, вып. 55(115), 1961, стр. 55.
2. Аглинцев К. К., Дозиметрия ионизирующих излучений, Гостехиздат, 1957.
3. Балон З. П., Келлер Р. Ф., Остромухова Г. П., Тучин В. Н., Градуировка β -дозиметров в диафрагмированных пучках лучей, «Измерительная техника», № 12, 1959, стр. 47.
4. Аглинцев К. К., Эталоны и эталонные методы измерений в области ионизирующей излучений, «Измерительная техника», № 4, 1956, стр. 21.
5. Аглинцев К. К., Остромухова Г. П., Хольнова Е. А., Экспериментальное определение самопоглощения вдоль оси в препаратах Co^{60} цилиндрической формы, «Атомная энергия», № 1, т. 10, 1961, стр. 75.
6. ГОСТ СССР 8848—58.

Поступила в редакцию
1/VI 1961 г.

В. И. ФОМИНЫХ, И. А. ЯРИЦЫНА

ВНИИМ

УСТАНОВКА ДЛЯ СРАВНЕНИЯ НЕЙТРОННЫХ ИЗЛУЧАТЕЛЕЙ ОДИНАКОВОГО СПЕКТРАЛЬНОГО СОСТАВА

Описана созданная и исследованная во ВНИИМ установка для сравнения нейтронных излучателей одинакового спектрального состава. Она представляет собой систему из 8 борных счетчиков, помещенных в большой парафиновый замедлитель. Приведены результаты сравнения набора Ra- α -Be-нейтронных излучателей ВНИИМ с Ra- α -Be-излучателем Н-28 на этой установке, а также при помощи всеволнового счетчика и спиральной урановой камеры.

Одной из основных характеристик нейтронного излучателя является число нейтронов, испускаемых им в единицу времени, т. е. внешнее излучение нейтронов. Знание внешнего излучения нейтронов имеет огромный практический интерес в первую очередь для наиболее распространенного типа нейтронных излучателей, в которых бериллий облучается α -частицами или γ -лучами радиоактивных веществ. Такие излучатели обладают сравнительно хорошей стабильностью, компактностью и воспроизводимостью и находят применение в самых разнообразных областях науки и техники.

Для определения внешнего нейтронного излучения данного излучателя существует большое число абсолютных и относительных методов. Большинство методов абсолютного определения числа нейтронов, испускаемых излучателем, требует выполнения весьма длительных и трудоемких исследований и определения многочисленных поправок. Для решения ряда задач вполне удовлетворительным является относительный метод, заключающийся в сравнении в определенных геометрических условиях исследуемого излучателя с некоторым образцовым, внешнее нейтронное излучение которого измерено с достаточной точностью.

Как известно, нейтроны регистрируются по вторичным процессам, которые они вызывают в веществе. К числу таких процессов относятся реакции захвата нейтрона с последующим образованием радиоактивного изотопа, реакция ядерного расщепления, деления ядер и т. д.

Задача сравнения нейтронных излучателей одинакового спектрального состава не представляет особых трудностей, так как при одних и тех же условиях опыта интенсивность вторичных процессов пропорциональна внешнему нейтронному излучению.

Одним из методов детектирования нейтронов, не утратившим своего значения и в настоящее время, является метод замедления нейтронов с последующим счетом медленных нейтронов. Наиболее эффективными замедлителями, широко применяемыми на практике, являются парафин или вода. В тех случаях, когда нельзя применять вещества с большим сечением захвата нейтронов, используют графит или тяжелую воду, хотя по замедляющей способности они значительно уступают парафину или обычной воде. Как правило, источник быстрых нейтронов помещается в центре замедлителя. Замедленные до тепловых скоростей нейтроны регистрируются каким-либо детектором тепловых нейтронов. К числу высокоэффективных детекторов медленных нейтронов можно отнести люминесцентный детектор, изготовленный на основе борной кислоты и сернистого цинка [1], литиевые стекла [2] и ряд других. Для сравнения нейтронных излучателей одинакового спектрального состава очень часто применяют пропорциональные счетчики, наполненные трехфтористым бором, обогащенным B^{10} [3, 4].

Ниже приводится описание установки, предназначенной для сравнения нейтронных излучателей одинакового спектрального состава, и результаты сравнения набора Ra- α -Be-нейтронных излучателей ВНИИМ и Ra- α -Be-нейтронного излучателя Н-28. Приводятся также результаты сравнения этих излучателей, выполненные при помощи спиральной урановой камеры и «всеволонового» счетчика ВНИИМ.

Описание установки

Установка ВНИИМ для сравнения нейтронных излучателей одинакового спектрального состава состоит из парафинового замедлителя, представляющего собой цилиндр высотой и диаметром 1 м, и из системы борных счетчиков типа СНМ-8, наполненных обогащенным BF_3 до давления 400 мм рт. ст. Мы использовали 8 счетчиков длиной 1 м и диаметром 35 мм, соединенных параллельно. В качестве источника питания использовался выпрямитель типа ВС-10. Как видно из рис. 1, в парафиновом замедлителе имеются каналы, расположенные по окружностям с радиусами 15 и 45 см. В эти каналы могут вставляться борные счетчики. Для уменьшения мощности дозы γ -излучения при сравнении Ra- α -Be-нейтронных излучателей с содержанием радия выше 10 мг, счетчики располагаются на расстоянии 45 см. Удаление счетчиков от излучателя дает возможность также несколько уменьшить загрузку борных счетчиков и тем самым уменьшить вводимую поправку на просчет. Известно, что борные

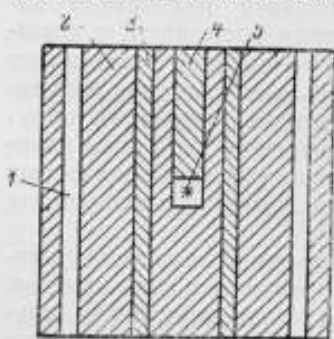


Рис. 1. Схематическое изображение установки.

- 1 — канал для борного счетчика;
2 — парафиновый стержень;
3 — парафиновый вкладыш; 4 — парафиновый вкладыш; 5 — нейтронный излучатель.

счетчики не могут работать при больших мощностях доз γ -излучения, так как при этом существенно повышается число импульсов, обусловленных γ -фоном. Мощность дозы γ -излучения по данным работы [3] при использовании борных счетчиков не должна превышать 10 р/ч. Поэтому каналы, расположенные по радиусу 15 см, использовались для сравнения слабых нейтронных излучателей, испускающих от 10^2 до 10^4 нейтронов в секунду, каналы по радиусу 45 см использовались для

сравнения нейтронных излучателей, испускающих от 10^4 до 10^7 нейтронов в секунду. При этом, чтобы не нарушать однородности замедлителя, свободные от счетчиков каналы закрывали парафиновыми стержнями. Исследуемый и образцовый излучатели поочередно помещали в центре парафинового блока, для чего в нем сделана полость размером 50×50 мм. Остальную часть канала над излучателем закрывали парафиновым вкладышем. Блок-схема установки для сравнения нейтронных излучателей одинакового спектрального состава представлена на рис. 2. Для контроля стабильности работы установки использовался Рн-Ве-нейтронный излучатель, внешнее нейтронное излучение которого можно считать практически постоянным.

На рис. 3 и 4 представлены характеристики, соответственно, для одного счетчика и для системы из 8 счетчиков. Следует иметь в виду, что характеристики получены при использовании Рн-Ве-нейтронного излучателя. Плато счетчиков имело длину около 100 в, наклон плато—3% на 100 в. Фон установки составлял около 30 имп/мин. Чувствительность борных счетчиков к γ -лучам проверяли при помощи излучателя Co^{60} активностью 200 мкюри. При этом счетчики располагали на радиусе 15 см. Величина порога дискриминации борных счетчиков была выбрана из соображений надежной дискриминации γ -излучения. Эффективность установки к Рн- α -Ве-нейтронному излучателю при расположении счетчиков на расстоянии 15 см была 2%, на расстоянии 45 см—0,02%. При сравнении излучателей сначала измеряли образцовый излучатель, затем исследуемый и снова образцовый. Кроме введения поправки на фон, исследовалось также влияние неточности установки излучателя. Как показали эксперименты, смещение излучателя по высоте канала или по радиусу на 5 мм практически не сказывается на числе отсчетов установки, вернее, изменение числа отсчетов находится в пределах статистического разброса. Таким образом, точность приводимых сравнений на данной установке практически обуславливается возможностью обеспечить необходимую статистическую погрешность. Разрешающее время регистрирующей аппаратуры определялось по двоекратным импульсам от генератора ГИС-2 и составляло около 2 мксек. Разрешающее время всей установки определялось по методу двух источников и составляло 28 мксек. Это показывает, что разрешающее время установки лимитировалось не радиотехническим устройством, а счетчиками.

Нижний предел измерений на данной установке определяется практически фоном, верхний предел—загрузкой счетчиков.

Результаты измерений

На данной установке набор Рн- α -Ве-нейтронных излучателей ВНИИМ сравнивался с Рн- α -Ве-излучателем Н-28, внешнее нейтронное излучение которого было измерено абсолютным методом [5] с точностью около 4%.

Набор Рн- α -Ве-нейтронных излучателей ВНИИМ включает 6 номиналов: 1, 10, 50, 100, 500 и 1000 мкг Рн. Излучатели представляют собой

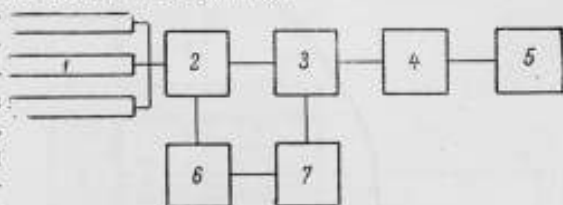


Рис. 2. Блок-схема установки.

1 — борные счетчики; 2 — распределительное устройство с катодным повторителем; 3 — широкополосный усилитель типа УШ-2; 4 — дискриминатор типа ИД-2; 5 — пересчетное устройство ПС-10000; 6 — блок питания ВС-10; 7 — феррорезонансный стабилизатор типа СНЭ.

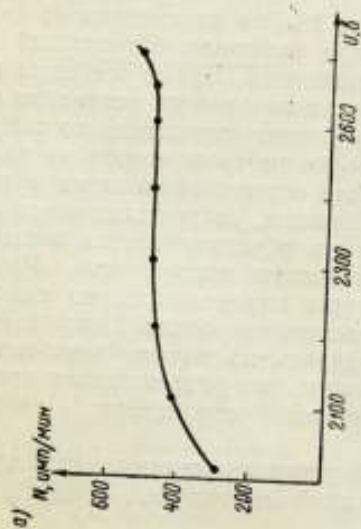


Рис. 3. Характеристика счетчика СММ-8.

Зависимость числа отсчетов счетчика от приложенного напряжения (а) и от напряжения дискриминации (б).

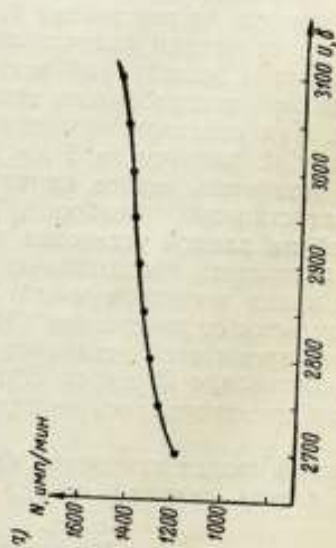
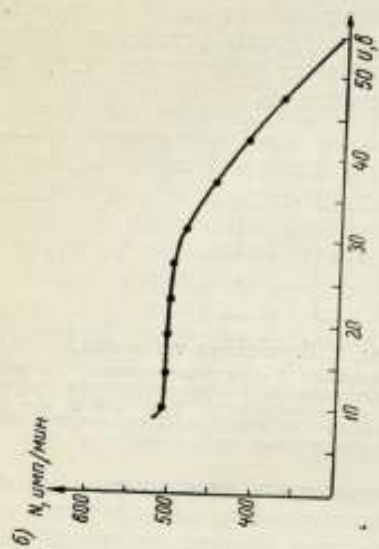
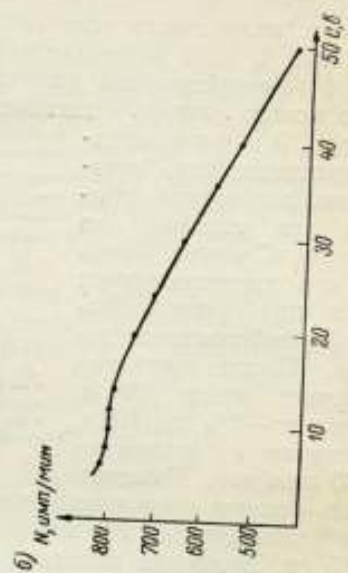


Рис. 4. Характеристика системы из 8 борных счетчиков.

Зависимость числа отсчетов системы из 8 борных счетчиков от приложенного напряжения (а) и от напряжения дискриминации (б).



спрессованную смесь бромида радия с порошкообразным бериллием, заключенную в двойную латунную оболочку. Ra- α -Ве-нейтронные излучатели имеют форму правильного цилиндра с толщиной стенок оболочки: внешней — 2 мм, внутренней — 0,5 мм.

Сравнение набора Ra- α -Ве-нейтронных излучателей ВНИИМ и излучателя Н-28 производилось также на «всеволновом» счетчике ВНИИМ, конструкция которого была разработана Хансоном и МакКиббеном [6]. При сравнении на «всеволновом» счетчике нейтронных излучателей различного спектрального состава одним из основных источников погрешностей измерения является фон рассеянных нейтронов. При сравнении нейтронных излучателей одинакового спектрального состава фон рассеянных нейтронов можно не учитывать.

Геометрия измерения при сравнении излучателей «всеволновым» счетчиком представлена на рис. 5. Сравнимые излучатели располагали строго по оси счетчика на расстоянии 70 см от передней поверхности счетчика. На «всеволновом» счетчике мы оценили анизотропию внешнего нейтронного излучения, проверив число отсчетов счетчика для четырех различных положений излучателя. Следует отметить,

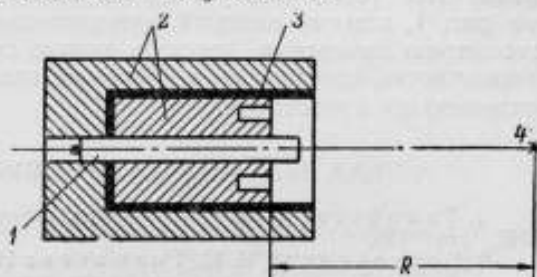


Рис. 5. Геометрия опыта при измерениях «всеволновым» счетчиком.
1 — борный счетчик; 2 — парафин; 3 — слой BeO ; 4 — нейтронный излучатель

что в противоположность излучателю Н-28, обладающему весьма заметной анизотропией, набор Ra- α -Ве-нейтронных излучателей ВНИИМ заметной анизотропии внешнего нейтронного излучения не имеет.

Сравнение описанных выше нейтронных излучателей было проведено также на спиральной урановой камере.* Результаты сравнения набора Ra- α -Ве-нейтронных излучателей ВНИИМ и Ra- α -Ве-нейтронного излучателя Н-28 на трех различных установках ВНИИМ приведены в таблице. Точность сравнения составляет 1—2%.

Излучатель	Отношение к внешнему нейтронному излучению излучателя 2ЭН-100		
	Система борных счетчиков в блоке парафина	«Всеволновой» счетчик	Спиральная урановая камера
2ЭН-1000	10,5	11,9	11,9
2ЭН-500	5,8	6,0	5,7
2ЭН-100	1,0	1,0	1,0
2ЭН-50	0,54	0,54	0,52
Н-28	0,49	0,49	0,43
2ЭН-10	0,099	0,106	0,105
2ЭН-1	0,0136	0,0120	—

Как видно из данных, приведенных в таблице, результаты сравнения излучателей на трех различных установках ВНИИМ хорошо согласуются между собой. Исключение составляет излучатель 2ЭН-1000. Ани-

* См. статью на стр. 81.

зотропия излучателя Н-28 особенно резко сказывается на измерениях с урановой камерой. Излучатель 2ЭН-1 на спиральной урановой камере не измерялся, так как эффект в этом случае был соизмерим с фоном.

Заключение

Создана и исследована установка для сравнения нейтронных излучателей одинакового спектрального состава, испускающих от 10^2 до 10^7 нейтронов в секунду.

Приводятся результаты сравнения набора Ra- α -Ве-нейтронных излучателей ВНИИМ и Ra- α -Ве-нейтронного излучателя Н-28 на трех различных установках. К преимуществам установки, представленной на рис. 1, помимо высокой чувствительности, следует отнести также геометрию измерения, которую можно считать близкой к 4 π , что дает возможность сравнивать нейтронные излучатели, не проверяя предварительно их анизотропию.

ЛИТЕРАТУРА

1. Тимофеева Т. В., Детектор медленных нейтронов, «Атомная энергия», № 3, 1957, стр. 156.
2. Войтовецкий В. К., Толмачева Н. С. и Арсаев М. И., Сцинтилляционное стекло для детектирования медленных нейтронов, «Атомная энергия», № 6, 1959, стр. 321.
3. Shergre I., Nuclear Engineer, v. 3, 1958, p. 251.
4. Росси Б. и Штауб Г., Ионизационные камеры и счетчики, ИЛ, 1951.
5. Флеров Н. Н. и Талызин В. М., Измерение абсолютной интенсивности нейтронных источников сравнением с реакцией $T(d, n)He^4$, «Атомная энергия», № 10, 1957, стр. 293.
6. Hanson A. O., McKibben J. L., Phys. Rev., v. 72, 1947, p. 673.

Поступила в редакцию
26/V 1961 г.

И. А. ЯРИЦЫНА

ВНИИМ

О НЕКОТОРЫХ ТИПАХ ДЕЛИТЕЛЬНЫХ КАМЕР

Описаны созданные во ВНИИМ делительные камеры — многослойная, спиральная и плоскопараллельная. В качестве делящегося вещества в первых двух использовалась зеленая окись урана (U_3O_8), в плоскопараллельной — U^{235} или U^{238} . Даны основные характеристики этих камер и рекомендации по их применению.

Различные типы делительных камер довольно широко применяются в качестве детектора при измерениях нейтронных потоков.

Хотя, как правило, эти детекторы имеют невысокую эффективность (от нескольких сотых до десятых процента) и могут работать в очень интенсивных нейтронных полях, чем обусловлено их применение для контроля работы реакторов, тем не менее, с их помощью могут измеряться и весьма тонкие эффекты [1, 2]. Это связано с тем, что фон делительной камеры очень невелик и принципиально может быть снижен до уровня, определяемого числом отсчетов от спонтанного деления вещества.

Еще одним несомненным преимуществом применения делительных камер по сравнению с другими детекторами нейтронов является возможность использования их и при весьма высоком уровне γ -фона. По данным Шульца и Кеннора [3] борные счетчики могут работать без заметного повышения фона при мощности дозы γ -излучения от 50 до 1000 $p/ч$ (в зависимости от размеров), борные камеры — только до 200 $p/ч$, в то время как камеры деления еще могут нормально работать при мощности дозы γ -излучения, превышающей $10^5 p/ч$.

Нами были созданы и исследованы 4 различные камеры.

Первая делительная камера состояла из 22 параллельных пластин, покрытых с одной стороны окисью урана (U_3O_8) простым осаждением из спирта. Схематически конструкция этой камеры показана на рис. 1. Слой окиси урана составлял 4—5 mg/cm^2 ,* эффективность камеры равнялась примерно 0,02%, фон был невысок и составлял около 10 $имп/ч$.

Для получения более эффективного детектора нейтронов нами была создана совместно с А. А. Константиновым спиральная урановая камера. Она состояла из двух концентрических алюминиевых спиралей шириной 50 mm , длиной 450 mm , толщиной 0,9 mm каждая, расположен-

* См. сноску на стр. 10.

ных на расстоянии 1 мм одна от другой и покрытых с двух сторон слоем делящегося вещества (также U_3O_8). Одна спираль образовала собирающий, другая — потенциальный электрод камеры. Схематически конструкция этой камеры показана на рис. 2. Для изоляции и жесткого крепления спиралей торцы их заливались скрепляющим изолирующим материалом. Покрытие алюминиевых лент производилось методом влекания, который в общих чертах заключается в прокаливании при температуре $300^\circ C$ уранилнитрата, нанесенного на алюминиевые ленты мягкой кисточкой. В результате этого получался прочный слой делящегося вещества. Толщина слоя окиси урана составляла 2 мг/см^2 .^{*} Спиральная камера помещалась в герметический кожух и наполнялась аргоном до давления

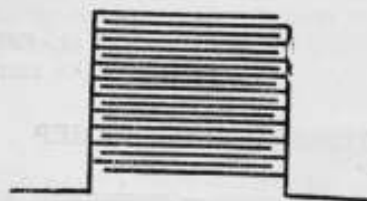


Рис. 1. Конструкция плоско-параллельной многослойной урановой камеры.

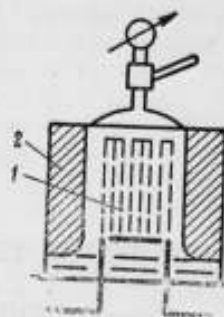


Рис. 2. Спиральная урановая камера.

1 — электрод спиральной камеры; 2 — замедлитель из парафина.

3 атм.^{**} Эффективность ее составляла около 0,2%. Пороговые кривые спиральной камеры представлены на рис. 3.^{***} Как видно из этих кривых, хотя камера работает в атмосфере аргона, практически она не имеет плато, что может быть обусловлено несовершенством технологии нанесения делящегося вещества.

Нам представлялось интересным создать такую делительную камеру, с помощью которой можно производить не только сравнение нейтронных излучателей, но и определять абсолютное число испускаемых излучателем нейтронов. Как известно, если излучатель быстрых нейтронов поместить в водородосодержащую среду (например, воду), то испускаемые нейтроны в результате взаимодействия с ядрами водорода будут замедляться и поглощаться. В связи с этим в замедлителе устанавливается стационарное распределение медленных нейтронов. Для точечного или сферического излучателя, у которых испускание нейтронов изотропно, полное число нейтронов, испускаемых в секунду излучателем, согласно работе [4], равно

$$Q = 4\pi \frac{n_H^2 n}{B\sigma_d} \int_0^\infty N(r) r^2 dr,$$

где n_H — концентрация водорода в замедлителе;

$\frac{\sigma_n}{\sigma_d}$ — отношение эффективных сечений захвата нейтронов замедлителем и детектором;

* См. сноску на стр. 10.

** См. сноску на стр. 62.

*** На этом рисунке, так же как и на рис. 5—7, по оси ординат отложено число отсчетов в минуту (N имп/мин) и по оси абсцисс — напряжение дискриминаторов в вольтах ($U, \text{в}$).

B — некоторая постоянная, пропорциональная количеству вещества детектора, зависящая от специфики определения вторичных процессов, вызванных нейтронами;

r — расстояние от излучателя до детектора;

N — число отсчетов детектора в единицу времени.

Это справедливо для случая, когда сечение захвата нейтронов детектором, так же как и водородом, подчиняется закону $1/V$.

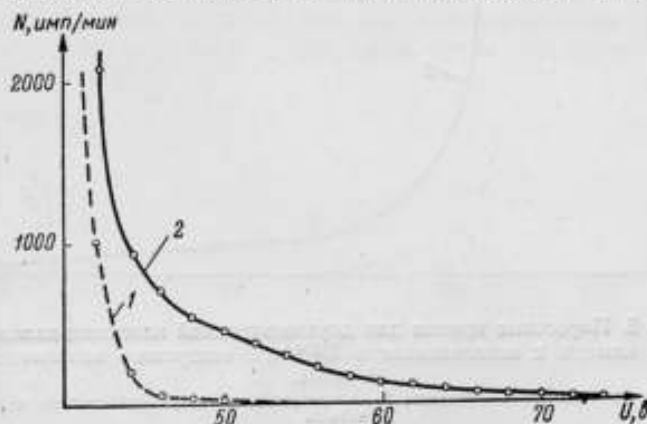


Рис. 3. Пороговые кривые спиральной урановой камеры (давление — 3 атм аргона).

1 — без нейтронного излучателя; 2 — в присутствии Ra-Be-нейтронного излучателя.

Этот метод требует определения абсолютной эффективности детектора и знания отношения эффективных сечений захвата медленных нейтронов замедлителем и детектором σ_n/σ_d . Значение интеграла определяется путем измерения $N(r)$ на разных расстояниях от излучателя. Практически интегрирование производится графическим методом в связи с тем, что аналитический вид функции распределения $N(r)r^2$ не известен.

Такая методика применялась Ю. Ф. Романовым [5] для абсолютного измерения числа нейтронов, испускаемых Ra-Be-нейтронным излучателем. После введения соответствующих поправок ему удалось получить точность $\pm 5\%$.

В книге Росси и Штауба [6] описана конструкция делительной камеры, которая может быть применена для абсолютных измерений числа делений. Мы изготовили весьма сходную с ней по конструкции камеру, которая схематически изображена на рис. 4.

Конструкция этой камеры весьма проста. Она состоит из двух параллельных пластин. На пластину, служащую потенциальным электродом, помещается делящееся вещество, другая пластина является собирающим электродом. Этот электрод укреплен на янтарном изоляторе и соединен непосредственно с предусилителем. Расстояние между электродами можно изменять от 1 до 3 мм для возможности получения наилучшего соотношения между амплитудами импульсов от α -частиц и от

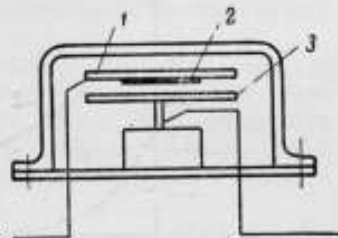


Рис. 4. Конструкция двухэлектродной плоскостепенной урановой камеры.

1 — потенциальный электрод; 2 — делящееся вещество; 3 — собирающий электрод.

осколков деления. Сначала мы использовали U^{233} , нанесенный электролитически на никелевую подложку. Для этой камеры приведены пороговые кривые в воздухе (рис. 5) и аргоне (рис. 6). Так как в каждом детекторе деления величина осколочного импульса изменяется от нуля до 80—100 Мэв,* то можно наблюдать только часть происходящих в ве-

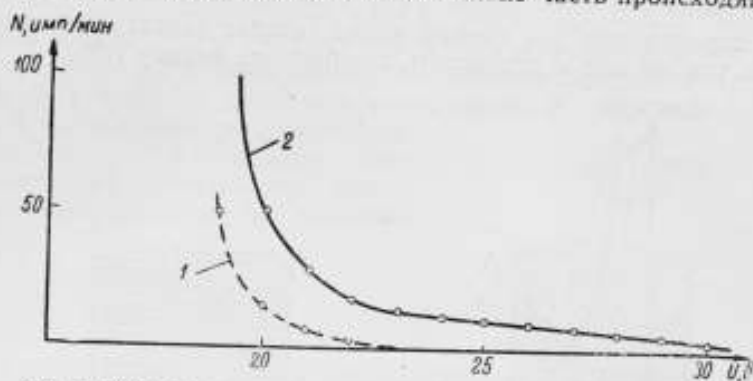


Рис. 5. Пороговые кривые для двухэлектродной плоскопараллельной камеры с использованием U^{233} при воздушном наполнении (1 атм). 1 — без нейтронного излучателя; 2 — в присутствии Ra-α-Be-нейтронного излучателя.

шестве делений. Поэтому, хотя пороговая кривая в аргоне для камеры с U^{233} имеет довольно хорошее плато, в связи с очень интенсивным α-фоном приходится отсекать весьма значительное число осколков. Так как при разрешающем времени 10^{-6} сек и нашем количестве U^{233} (диск диаметром 37 мм, толщина слоя $0,5 \text{ мг/см}^2$) весьма вероятными были

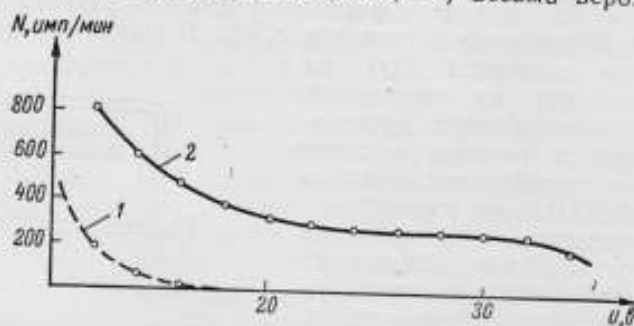


Рис. 6. Пороговые кривые для двухэлектродной плоскопараллельной камеры с использованием U^{233} при наполнении аргонem (2,5 атм)*. 1 — без нейтронного излучателя; 2 — в присутствии Ra-α-Be-нейтронного излучателя.

наложения пяти- и даже шестикратных импульсов от α-частиц, мы отсекали при помощи дискриминатора вместе с α-фоном от 25 до 30% осколочных импульсов. Поэтому была сделана четвертая камера, конструкция которой совершенно аналогична предыдущей, только вместо U^{233} в ней использован U^{235} . Как показали наши измерения, применение U^{233} в детекторах деления нежелательно, так как сечение деления тепловыми нейтронами U^{233} и U^{235} почти одинаково (524 и 590 барн соответ-

* См. справку на стр. 16.

ственно) [7]; в то же время период полураспада U^{233} составляет $1,62 \cdot 10^5$ лет, а U^{235} — $7,1 \cdot 10^8$ лет. Поэтому число α -частиц, испускаемых U^{233} почти на три порядка выше числа α -частиц, испускаемых тем же количеством U^{235} .

На рис. 7 приведены пороговые кривые для камеры, в которой используется U^{235} . Слой его составлял около $0,5 \text{ мг/см}^2$. Как видно из рисунка, фон в этом случае значительно меньше и практически полностью отсутствует при напряжении на дискриминаторе около 3 в. Поэтому совершенно несомненно, что применение делительной камеры с U^{235} предпочтительнее.

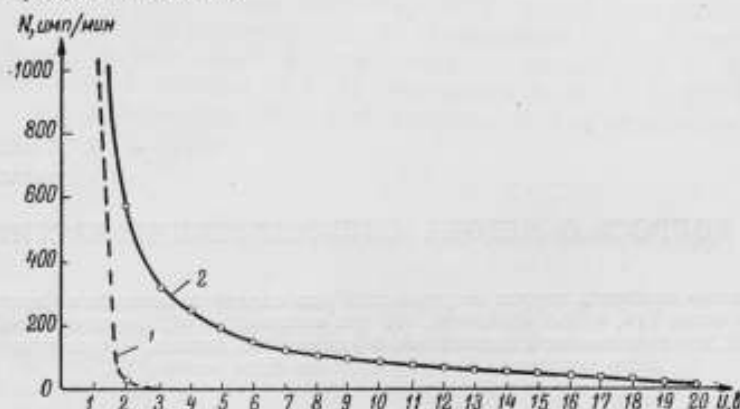


Рис. 7. Пороговые кривые для двухэлектродной плоскопараллельной камеры с использованием U^{235} .

1 — без нейтронного излучателя; 2 — в присутствии Ra- α -Be-нейтронного излучателя.

Методика измерений с описанной выше камерой сравнительно проста и с ее помощью можно абсолютно измерять число испускаемых излучателем нейтронов с точностью 8-10%.

Таким образом, из применявшихся нами четырех делительных камер наибольшей эффективностью обладает спиральная камера. При использовании U^{235} эффективность этой камеры может быть повышена еще на два порядка и такая камера может быть успешно применена для измерений в весьма слабых нейтронных полях при наличии сильного γ -излучения.

Для абсолютного измерения числа испускаемых излучателем нейтронов может быть рекомендована плоскопараллельная камера с электрически нанесенным слоем U^{235} .

ЛИТЕРАТУРА

1. Флеров Г. Н. и Петржак К. А., Спонтанное деление урана, ЖЭТФ, т. 10, 1940, стр. 1013.
2. Дзелепов Б. С. и Ярицына И. А., Изучение жестких гамма-лучей малой интенсивности при помощи фотонейтронного эффекта, Изв. АН СССР, сер. физ., т. XX, 1956, стр. 343.
3. Schultz а. Сопног, Nucleonics, v. 12, 1954, p. 8.
4. Бак М. А., Петржак К. А. и Романов Ю. Ф., Определение абсолютного выхода нейтронных источников, УФН, т. 58, 1956, стр. 667.
5. Романов Ю. Ф., Измерение числа нейтронов, испускаемых радий-бериллиевым нейтронным источником, Труды РИАН, т. IX, 1959, стр. 113.
6. Росси Б. и Штауб Г., Ионизационные камеры и счетчики, ИЛ, 1951.
7. Международные значения для тепловых сечений делящихся изотопов, УФН, т. 58, вып. 2, 1956, стр. 362.

Поступила в редакцию
24/IV 1961 г.

В. Т. ЩЕБОЛЕВ

ВНИИМ

К ВОПРОСУ О МЕТОДЕ СОПУТСТВУЮЩИХ ЧАСТИЦ

В статье изложена теория погрешностей при измерении выхода нейтронов из реакции $T(d, n)He^4$. Показано, что при выполнении определенных требований, предъявляемых к изготовлению камеры для мишени, общая погрешность указанных измерений может быть меньше 1%.

Со времени открытия нейтрона многие исследователи, применяя те или иные способы, пытались найти метод, позволяющий просто и точно измерять выход нейтронного источника.

Сложность вопроса состоит в том, что нейтронное излучение обычно измеряется по вторичным эффектам, так как сами нейтроны обладают очень слабой ионизирующей способностью (примерно одна пара ионов на 2 м пути в воздухе при нормальных условиях). С другой стороны, обладая большой проникающей способностью, нейтроны производят довольно сильное разрушительное действие в веществе за время своего существования в нем.

На практике чаще всего приходится иметь дело со стационарными нейтронными источниками, представляющими собой смесь радиоактивного изотопа, продукт распада которого при взаимодействии с другим определенным элементом вызывает возникновение нейтрона. Такие источники ($Ra-\alpha-Be$, $Pu-\alpha-Be$, $Po-\alpha-Be$ и др.) компактны, удобны в использовании и удовлетворяют целям научных исследований, если принимать во внимание частую необходимость получения тепловых нейтронов. Но с точки зрения измерения нейтронного потока они имеют один, но существенный недостаток: нерегулярный и сплошной энергетический спектр. Это обстоятельство обусловило наибольшую жизнеспособность таких методов измерения нейтронных потоков, в которых так или иначе используется техника замедления, которая заключается в том, что нейтроны различных энергий, претерпевая столкновения с атомами замедлителя, становятся в конце концов тепловыми, т. е. такими, которые имеют большое поперечное сечение поглощения некоторыми элементами (B^{10} , Li^6 и др.) и находятся в тепловом равновесии со средой.

Точное измерение нейтронного потока или интенсивности нейтронного источника является отдельной и весьма сложной задачей, связанной с учетом многочисленных и часто трудно контролируемых эффектов. Поэтому создание эталонного источника (или набора эталонных источников), интенсивность которого определена специально постав-

ленными измерениями, или создание эталонного метода измерения нейтронного потока позволит избавиться от решения этой сложной задачи в каждом отдельном случае.

Анализ методов измерения выхода нейтронных источников подробно излагается в литературе [1, 2].

Обращают на себя внимание так называемые методы сопутствующих частиц, т. е. методы, основанные на регистрации заряженных частиц, сопровождающих вылет нейтрона в результате различных ядерных реакций: $T(d, n)He^4$, $T(p, n)He^3$, $D(d, n)He^3$, $D(\gamma, n)H$.

В СССР впервые метод сопутствующих частиц был применен для калибровки Ra- α -Ве-источника К. А. Петржаком [3] и осуществлялся посредством регистрации фотопротонов, возникающих в результате фоторасщепления дейтона, и Г. Н. Флеровым и Л. Б. Порецким [4] — посредством регистрации He^3 и He^4 , возникающих в результате реакций $D(d, n)He^3$ и $T(d, n)He^4$.

Реакция $T(d, n)He^4$ и метод сопутствующих частиц

Рассмотрим более подробно реакцию $T(d, n)He^4$ и возможности ее применения в качестве источника нейтронов для создания абсолютного метода измерения нейтронных потоков.

Изучению реакции $T(d, n)He^4$ посвящено много работ, из которых работы Коннера [5] и В. А. Давиденко [6] обращают на себя внимание тщательностью постановки эксперимента и выполнения соответствующих измерений. Сопоставляя результаты работ, выполненных как упомянутыми авторами, так и другими, можно считать, что эта реакция имеет следующие характеристики:

а) кривая выхода имеет максимум при $E_d = 109$ кэв, где общее поперечное сечение $\sigma = 5,1 \pm 0,1$ барн;

б) экспериментальные результаты соответствуют одиночному уровню резонансной кривой Брайта—Вигнера для $E_d < 500$ кэв;

в) энергия реакции $Q^* = 17,58 \pm 0,02$ Мэв;

г) угловое распределение для $E_d < 150$ кэв симметрично в системе центра инерции;

д) нейтроны моноэнергетичны, $E_n \approx 14$ Мэв.

Большое сечение реакции при сравнительно небольших энергиях дейтонов, а также возможность точного измерения числа сопутствующих нейтронам α -частиц, делает ее очень интересной с точки зрения применения в качестве источника нейтронов.

Введем обозначения:

m_1, p_1, v_1, E_1 — масса, импульс, скорость, энергия в лабораторной системе координат для дейтона;

m_2, p_2, v_2, E_2 ; m_3, p_3, v_3, E_3 ; m_4, p_4, v_4, E_4 — соответственно для тритона, нейтрона и α -частицы. При этом принимаем $p_2 = v_2 = E_2 = 0$;

θ_3 — угол вылета нейтрона в лабораторной системе координат;

θ_4 — соответственно для α -частицы.

Используя законы сохранения энергии и импульса

$$E_1 + Q^* = E_3 + E_4 \quad (1)$$

$$p_1 = p_3 + p_4 \quad (1')$$

можно найти выражение для E_3 и E_4 :

$$E_3 = \frac{1}{\left(1 + \frac{m_1}{m_2}\right)^2} \cdot \frac{m_1}{m_2} E_1 A; \quad (2)$$

$$E_4 = \frac{1}{\left(1 + \frac{m_3}{m_4}\right)^2} \cdot \frac{m_3}{m_4} E_1 B, \quad (3)$$

где

$$A = 2 \cos^2 \vartheta_3 + 2 \cos \vartheta_3 \sqrt{\cos^2 \vartheta_3 + \left(1 + \frac{m_1}{m_2}\right) \frac{m_1}{m_1} \left[\frac{Q^*}{E_1} + 1 - \frac{m_1}{m_2}\right]} + \\ + \left(1 + \frac{m_1}{m_2}\right) \frac{m_1}{m_1} \left[\frac{Q^*}{E_1} + 1 - \frac{m_1}{m_2}\right]$$

и

$$B = 2 \cos^2 \vartheta_4 + 2 \cos \vartheta_4 \sqrt{\cos^2 \vartheta_4 + \left(1 + \frac{m_3}{m_4}\right) \frac{m_3}{m_1} \left[\frac{Q^*}{E_1} + 1 - \frac{m_1}{m_3}\right]} + \\ + \left(1 + \frac{m_3}{m_4}\right) \frac{m_3}{m_1} \left[\frac{Q^*}{E_1} + 1 - \frac{m_1}{m_3}\right].$$

Если принять, что $E_1 = 0,1$ Мэв и $\vartheta_3 = \vartheta_4 = \frac{\pi}{2}$, то получим $E_3 = 14,1$ Мэв и $E_4 = 3,5$ Мэв.

Следовательно, энергия α -частиц достаточно велика, чтобы их можно было регистрировать, скажем, пропорциональным счетчиком.

Соответствующие скорости (или энергии) в системе центра масс найдем из рассмотрения законов сохранения энергии и импульса в этой системе. Все обозначения оставим прежними, но со штрихом (например v_1' — скорость дейтона в системе центра инерции и т. д.).

До столкновения общая энергия системы равна E_0' , а импульс равен нулю (рис. 1), т. е.

$$E_1' + E_2' = E_0' \quad (4)$$

и

$$p_1' + p_2' = 0. \quad (4')$$

Раскрывая величины, входящие в формулы (4) и (4'), получим:

$$\frac{m_1 v_1'^2}{2} + \frac{m_2 v_2'^2}{2} = E_0'; \quad m_1 v_1' - m_2 v_2' = 0;$$

$$v_2' = \frac{m_1}{m_2} v_1'; \quad \frac{m_1 v_1'^2}{2} \left(1 + \frac{m_1}{m_2}\right) = E_0'$$

откуда, принимая во внимание соотношения

$$v_{\text{цм}} = v_1 \frac{m_1}{m_1 + m_2} \quad \text{и} \quad v_1' = v_1 - v_{\text{цм}}, \quad (5)$$

где $v_{\text{цм}}$ — скорость центра масс, получим

$$E_0' = E_1 \frac{m_2}{m_1 + m_2}. \quad (5')$$

После столкновения частиц имеем

$$E'_3 + E'_4 = E'_0 + Q^*; \quad (6)$$

$$\mathbf{p}'_3 + \mathbf{p}'_4 = 0. \quad (6')$$

Раскрывая величины, входящие в формулы (6) и (6'), получим

$$\frac{m_3 v_3'^2}{2} + \frac{m_4 v_4'^2}{2} = \frac{m_2}{m_2 + m_1} E_1 + Q^*;$$

$$m_3 v_3' - m_4 v_4' = 0.$$

После подстановки $v_4'^2 = \left(\frac{m_3}{m_4}\right)^2 v_3'^2$ в уравнение (6) получим

$$v_3'^2 \frac{m_3}{m_4} (m_4 + m_3) = 2 \left(E_1 \frac{m_2}{m_2 + m_1} + Q^* \right)$$

или

$$v_3' = \sqrt{\frac{2m_3 m_4}{m_3(m_3 + m_4)(m_2 + m_1)} \left(E_1 + \frac{m_2 + m_1}{m_2} Q^* \right)}. \quad (7)$$

Соответственно для скорости α -частиц в системе центра инерции найдем

$$v_4' = \sqrt{\frac{2m_2 m_3}{m_4(m_3 + m_4)(m_2 + m_1)} \left(E_1 + \frac{m_2 + m_1}{m_2} Q^* \right)}. \quad (8)$$

Если распределение частиц в результате реакции изотропно, то наблюдаемые интенсивности (число частиц, отнесенное к единице телесного угла) и дифференциальные телесные углы $d\omega$ удовлетворяют следующим соотношениям:

$$J_{\text{цм}} d\omega_{\text{цм}} = J_{\text{лаб}} d\omega_{\text{лаб}}, \quad (9)$$

$$\frac{d\omega_{\text{лаб}}}{d\omega_{\text{цм}}} = \frac{\sin \vartheta_4 d\vartheta_4}{\sin \varphi_4 d\varphi_4} = \frac{\sin^2 \vartheta_4 \cos(\varphi_4 - \vartheta_4)}{\sin^2 \varphi_4}, \quad (10)$$

где $J_{\text{цм}}$ и $J_{\text{лаб}}$ — интенсивности соответственно в системе центра масс и в лабораторной.

Следовательно,

$$J_{\text{лаб}} = J_{\text{цм}} \frac{\sin^2 \varphi_4}{\sin^2 \vartheta_4 \cos(\varphi_4 - \vartheta_4)}, \quad (11)$$

и Q_n — число нейтронов, вылетающих из мишени в 1 сек, будет равно

$$Q_n = 4\pi (J_{\text{цм}})_n = 4\pi (J_{\text{цм}})_\alpha = 4\pi J(\vartheta_4)_{\text{лаб}} \frac{\sin^2 \vartheta_4 \cos(\varphi_4 - \vartheta_4)}{\sin^2 \varphi_4}.$$

Если N — число частиц, зарегистрированных α -счетчиком в 1 сек, и $\Omega = \frac{\omega}{4\pi}$ — геометрический фактор (где ω — телесный угол, под которым видна мишень из окна счетчика), то

$$Q_n = \frac{N}{\Omega} \cdot \frac{\sin^2 \vartheta_4 \cos(\varphi_4 - \vartheta_4)}{\sin^2 \varphi_4}. \quad (12)$$

Обозначив

$$\eta = \frac{\sin^2 \vartheta_4 \cos(\varphi_4 - \vartheta_4)}{\sin^2 \varphi_4}, \quad (13)$$

получим

$$Q_n = \frac{N}{\Omega} \eta. \quad (14)$$

В этой формуле

N — число α -частиц, прошедших через счетчик в телесном угле ω в 1 сек;

η — трансформационный член, определяющий переход из лабораторной системы координат в систему центра инерции.

В выражении (13) имеется единственная неизвестная величина φ_4 . Найдем ее с помощью метода, предложенного Мак-Киббеном [7].

На рис. 2, где изображена схема перехода скоростей из лабораторной системы координат (лаб) в систему центра масс (цм), ϑ_4 — угол, под которым вылетает α -частица в лабораторной системе.

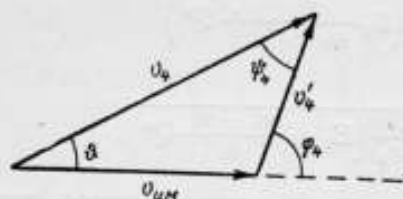


Рис. 2.



Рис. 3.

φ_4 — угол между направлением дейтронного луча и направлением вылета α -частицы в системе центра инерции;

$$v_4 = \sqrt{\frac{2E_4}{m_4}};$$

$$v'_4 = \sqrt{\frac{2m_2m_3}{m_4(m_4+m_3)(m_2+m_1)}} \left(E_1 + \frac{m_2+m_1}{m_2} Q^* \right);$$

$$v_{\text{цм}} = \frac{m_1}{m_2+m_1} v_1 = \frac{m_1}{m_2+m_1} \sqrt{\frac{2E_1}{m_1}} = \sqrt{\frac{2m_1E_1}{(m_2+m_1)^2}}.$$

Умножая все стороны треугольника рис. 2 на $\sqrt{\frac{m_4}{2}}$, получим значения сторон A_4 , B_4 , C_4 (рис. 3):

$$A_4 = \sqrt{\frac{m_4m_1}{(m_2+m_1)^2}} E_1;$$

$$B_4 = \sqrt{\frac{m_2m_3}{(m_3+m_4)(m_1+m_2)}} \left(E_1 + \frac{m_2+m_1}{m_2} Q^* \right);$$

$$C_4 = \sqrt{E_4}.$$

По теореме синусов имеем

$$\frac{\sin \vartheta_4}{B_4} = \frac{\sin \psi_4}{A_4};$$

$$\sin \psi_4 = \sin(\varphi_4 - \vartheta_4) = \sin \vartheta_4 \cdot \frac{A_4}{B_4}. \quad (15)$$

Введем обозначения:

$$\frac{A_4}{B_4} = \kappa' = \sqrt{x}; \quad E^* = \frac{m_2+m_1}{m_2} Q^* = \nu Q^*;$$

$$\mu = \frac{m_4}{m_2} \cdot \frac{1 + \frac{m_4}{m_3}}{1 + \frac{m_2}{m_1}}.$$

С этими обозначениями формула (15) приобретает вид

$$\sin \psi_4 = \sqrt{x} \sin \vartheta_4, \quad (16)$$

где

$$x' = \sqrt{x} = \sqrt{\mu \frac{1}{1 + \nu \frac{Q^2}{E_1}}}. \quad (17)$$

Определив ψ_4 из формулы (16) и используя формулу (15), можно легко получить выражение для φ_4 .

Таким образом все величины уравнения (14) непосредственно измеряемы, что говорит о пригодности метода для измерений нейтронных потоков.

Исследование возможностей метода с точки зрения его точности

Величины N , Ω , η , входящие в выражение (14) для интенсивности нейтронов из реакции $T(d, n)He^4$, внутренне не связаны между собой, и относительная ошибка δQ_n может быть записана в виде

$$\delta Q_n = \sqrt{(\delta N)^2 + (\delta \Omega)^2 + (\delta \eta)^2}. \quad (18)$$

При этом максимальная относительная ошибка будет

$$\delta Q_{\max} = \delta N + \delta \Omega + \delta \eta. \quad (19)$$

Величина N , входящая в формулу (14), есть число α -частиц, вылетающих из мишени в телесном угле ω и зарегистрированных пропорциональным счетчиком. Так как выход любой реакции с заряженными частицами определяется ядерно-физическими и статическими законами, то при условии подчинения N закону распределения Пуассона можно написать

$$\delta N = \frac{1}{\sqrt{N}}. \quad (20)$$

Пусть $\delta N = 0,3\%$, тогда необходимое число импульсов в одном измерении $N \approx 10^6$. Если скорость счета $n = 200$ имп/сек, то время t одного измерения должно быть равным ~ 10 мин. Если же $\delta N = 0,1\%$, то $N \approx 10^6$ импульсам и время измерения $t^* = 12$ ч.

Из этого простого расчета видно, что достижение на ускорительной трубке статической погрешности $\delta N = 0,1\%$ связано с большими трудностями, заключающимися в основном в обеспечении постоянства дейтонного тока из ионного источника на мишень, в сохранении начальных параметров самой мишени и в обеспечении запаса газообразного дейтерия для непрерывной работы в течение ~ 12 ч. Кроме того, могут появиться дополнительные существенные источники ошибок, такие как непостоянство ускорительного напряжения, нестабильность радиотехнической аппаратуры и т. д.

Из сказанного следует, что δN вряд ли может быть меньше $0,3\%$. Величина Ω имеет вид [8]

$$\Omega = \frac{1}{4} \left[\frac{R_2}{h} \right]^2 \left\{ 1 - \frac{3}{4} \frac{1}{h^2} (R_1^2 + R_2^2) \right\}, \quad (21)$$

где R_1 и R_2 — радиусы мишени и коллиматора соответственно и h — расстояние между ними.

Абсолютная ошибка $\varepsilon\Omega$ будет равна

$$\varepsilon\Omega = \frac{1}{2} \left(\frac{R_2}{h} \right)^2 \left\{ \left[1 - \frac{3}{4} \left(\frac{R_1}{h} \right)^2 - \frac{3}{2} \left(\frac{R_2}{h} \right)^2 \right] (\delta R_2 - \delta h) - \frac{3}{4} \left(\frac{R_1}{h} \right)^2 (\delta R_1 - \delta h) \right\}. \quad (22)$$

и соответствующая относительная ошибка

$$\delta\Omega = 2\delta R_2 + 2\delta h + \frac{\frac{3}{2}}{1 - \frac{3}{4} \frac{R_1^2 + R_2^2}{h^2}} \times \left[\left(\frac{R_1}{h} \right)^2 \delta R_1 + \left(\frac{R_2}{h} \right)^2 \delta R_2 + \frac{R_1^2 + R_2^2}{h^2} \delta h \right]. \quad (23)$$

Если положить $R_1 \approx 7$ мм, $R_2 \approx 0,2$ мм и $h = 90$ мм, то

$$1 - \frac{3}{4} \frac{R_1^2 + R_2^2}{h^2} \approx 1, \text{ а } \left(\frac{R_1}{h} \right)^2 \text{ и } \left(\frac{R_2}{h} \right)^2 \ll 1.$$

Тогда уравнение (23) перепишется в виде

$$\delta\Omega = 2\delta R_2 + \delta h + \frac{3}{2} \left(\frac{R_1}{h} \right)^2 \delta R_1. \quad (24)$$

Если положить, что $\delta\Omega$ должно быть равно 0,2%, и использовать принцип равного влияния, то соответствующие величины, входящие в формулу (21), должны быть измерены со следующими точностями:

$$\left. \begin{aligned} \varepsilon R_1 &= 7 \cdot 10^{-2} \text{ мм, } \delta R_1 = 1\% \\ \varepsilon R_2 &= 0,1 \text{ мк, } \delta R_2 = 0,05\% \\ \varepsilon h &= 5 \cdot 10^{-2} \text{ мм, } \delta h = 0,05\% \end{aligned} \right\} \quad (25)$$

Если же положить $\delta\Omega$ равным 0,4%, то

$$\left. \begin{aligned} \varepsilon R_1 &= 7 \cdot 10^{-2} \text{ мм, } \delta R_1 = 1\% \\ \varepsilon R_2 &= 0,2 \text{ мк, } \delta R_2 = 0,1\% \\ \varepsilon h &= 0,09 \text{ мм, } \delta h = 0,1\% \end{aligned} \right\} \quad (26)$$

Найдем относительную погрешность в определении трансформационного члена η из равенства (13)

$$\delta\eta = 2 \operatorname{ctg} \theta_4 \cdot \varepsilon\theta_4 + \operatorname{tg} \psi_4 \cdot \varepsilon\psi_4 + 2 \operatorname{ctg} (\theta_4 + \psi_4) \cdot \varepsilon(\theta_4 + \psi_4), \quad (27)$$

где $\psi_4 = \varphi_4 - \theta_4$;

$\varepsilon\theta_4$ — величина, определяемая точностью измерения угла θ_4 , под которым ведется счет α -частиц пропорциональным счетчиком.

Разумное значение $\varepsilon\theta_4$ для систем подобного рода равно $5' \div 10'$. Определим абсолютную погрешность $\varepsilon\psi_4$ из формулы (16)

$$\varepsilon\psi_4 = \frac{\sqrt{x}}{\cos \psi_4} \left(\cos \theta_4 \cdot \varepsilon\theta_4 + \frac{\sin \theta_4}{2} \delta x \right). \quad (28)$$

Определим погрешность δx из формулы (17)

$$\delta x = \delta\mu + \frac{1}{1 + \frac{E_1}{\sqrt{Q^*}}} [\delta Q^* + \delta E_1]. \quad (29)$$

Принимая во внимание, что массы частиц определены очень точно по сравнению с другими величинами, входящими в выражение (29), а также что $E_1/vQ^* \ll 1$, получим

$$\delta x = \delta Q^* + \delta E_1. \quad (30)$$

Мы уже знаем, что величина Q^* определена довольно точно ($\delta Q^* \approx 0,1\%$).

Таким образом формула (28) примет вид

$$\varepsilon\psi_4 = \frac{\sqrt{x}}{\cos\psi_4} \left[\cos\vartheta_4 \cdot \varepsilon\vartheta_4 + \frac{\sin\vartheta_4}{2} (\delta Q^* + \delta E_1) \right]. \quad (28')$$

Так как $\cos\psi_4 \approx 1$, $\varepsilon\vartheta_4 \approx 10^{-3}$ и $\delta Q \approx 10^{-3}$, то

$$\varepsilon\psi_4 = \sqrt{x} \left[\frac{1}{2} \sin\vartheta_4 \cdot \delta E_1 + 1,5 \cdot 10^{-3} \right]. \quad (31)$$

Если принять $\vartheta_4 = 30^\circ$ и учесть, что $\sqrt{x} \approx 0,1$ то

$$\varepsilon\psi_4 \approx 0,025\delta E_1 + 0,00015, \quad (32)$$

где E_1 — энергия дейтона, взаимодействующего с тритием.

Из выражения (32) видно, что абсолютная погрешность $\varepsilon\psi_4$ полностью определяется его первым членом, если $\delta E_1 \gg 0,1$. Здесь надо различать два случая.

1. Мишень толстая, т. е. такая, в которой пробег дейтона полностью укладывается в слое Zr и Ti. Тогда

$$E_1 = \bar{E}_D = \frac{\int_0^{E_0} \sigma(E) E dE}{\int_0^{E_0} \sigma(E) dE}, \quad (33)$$

где $\sigma(E)$ — сечение реакции $T(d, n)He^4$ для дейтонов с энергией E ;
 E_0 — численно равно ускоряющему напряжению.

Графическое интегрирование дает ошибку в \bar{E}_D порядка 10 кэв* (т. е. $\sim 10\%$ при $\bar{E}_D = 100$ кэв).

В этом случае $\delta\eta \approx 1,5\%$ и почти полностью определяется выражением (32).

2. Мишень тонкая, т. е. такая, в которой изменением энергии дейтона при прохождении его в слое Zr или Ti можно пренебречь. Тогда δE_1 будет определяться погрешностью измерения ускоряющего напряжения.

Пусть в данном случае $\delta E_1 = 1\%$, тогда

$$\varepsilon\psi_4 \approx 5 \cdot 10^{-4} \text{ и } \varepsilon(\vartheta_4 + \psi_4) \rightarrow \varepsilon\vartheta_4,$$

а

$$\delta\eta = 0,8\%.$$

В первом случае (мишень толстая) мы будем иметь $\delta Q = 1,5\%$, во втором случае (мишень тонкая) $\delta Q = 0,9\%$.

Из сказанного выше следует, таким образом, что метод сопутствующих частиц может быть легко осуществим и дать погрешность определения числа нейтронов из реакции $T(d, n)He^4$, не превышающую 1%.

ЛИТЕРАТУРА

1. Hughes, *Nucleonics*, v. 12, No 12, 1954, p. 26.
2. Larsson, *J. of Nuclear Energy*, v. 6, No 4, 1958, p. 322.
3. Петржак К. А., Бак М. А., Ферсман Б. А., Определение абсолютного числа нейтронов, испускаемых Ra-Be-источником, сравнением с фотонейтронным дейтериевым источником, «Атомная энергия», т. 2, № 4, 1957, стр. 319.
4. Безотосный В. М. и Замятин Ю. С., Абсолютные измерения интенсивности нейтронных источников, «Атомная энергия», т. 2, № 4, 1957, стр. 313.
5. Conner, Bonner, Smith, *Phys. Rev.*, v. 88, No 3, 1952, p. 468.
6. Давиденко В. А., Погребов И. С., Сауков А. И., Определение формы кривой возбуждения реакции $T(d, n)He^4$, «Атомная энергия», т. 2, № 4, 1957, стр. 386.
7. Hanson, Taschek, Williams, *Modern Physics*, v. 21, No 4, 1949, p. 647.
8. Larsson, *Arkiv för Fysik*, v. 9, No 4, 1955, p. 293.

Поступила в редакцию
12/IV 1961 г.

И. Ф. УЧЕВАТКИН
ВНИИМ

МАГНИТНЫЙ β -СПЕКТРОМЕТР С ДВУКРАТНОЙ ФОКУСИРОВКОЙ НА УГОЛ 180°

Описывается новый магнитный β -спектрометр, обладающий малым фоном и предназначенный для исследования слабых спектров конверсионных электронов в области больших энергий. Приводятся результаты исследования спектрометра.

На современном этапе развития β -спектроскопии экспериментаторам все чаще приходится сталкиваться с задачей исследования чрезвычайно слабых конверсионных и β -спектров. Для решения такой задачи необходимо развивать технику эксперимента в направлении снижения фона спектрометров и увеличения их светосилы. В настоящее время существует ряд первоклассных β -спектрометров, сочетающих в себе высокую разрешающую способность с большой светосилой [1—3]. Однако эти приборы обладают двумя недостатками:

1) так как в них осуществляется однократная фокусировка электронного пучка, то последний недостаточно очищается от электронов, рассеянных на диафрагмах и стенках прибора; в приборах с большой светосилой рассеяние особенно существенно;

2) так как в фокусе находится один или, в лучшем случае, два расположенных рядом счетчика, то фон счетной системы велик.

Эти недостатки ограничивают возможности изучения слабых эффектов.

В Научно-исследовательском физическом институте Ленинградского университета был построен β -спектрометр с трехкратной фокусировкой электронного пучка в однородном магнитном поле [4]. Спектрометр обладает уровнем космического фона ~ 5 имп/ч и предназначен для исследования слабых спектров одного знака на фоне интенсивных компонентов β -излучения другого знака. В усовершенствованных спектрометрах с трехкратной фокусировкой, построенных во ВНИИМ и ЛГУ, фон составляет 1—2 имп/ч. Однако фокусировка в однородном поле не позволяет улучшить разрешающую способность этих спектрометров без существенной потери светосилы, что делает затруднительным их применение для изучения сложных конверсионных спектров малой интенсивности.

Ниже описывается новый магнитный β -спектрометр с двукратной фокусировкой электронного пучка на угол $\sim 180^\circ$, который, обладая

почти таким же разрешением, как, например, спектрометр типа «Кэтон», имеет фон приблизительно в тысячу раз меньший. Малая величина фона дает возможность исследовать эффекты на 2—3 порядка более слабые, чем с помощью спектрометров с однократной фокусировкой. Спектрометр предназначен для исследования спектров конверсионных электронов в области больших энергий (> 1000 кэв).

Спектрометр

Принцип фокусировки. На рис. 1 изображена электронно-оптическая схема спектрометра, предложенная Б. С. Дзелеповым. Электроны фокусируются дважды. Пучок электронов, вышедших из источника S , фокусируется через 180° на первую щель, за которой находится тонкостенный счетчик Гейгера—Мюллера C_1 . Для улучшения фокусировки в первом фокусе F_1 используется «краевой эффект» — спадание

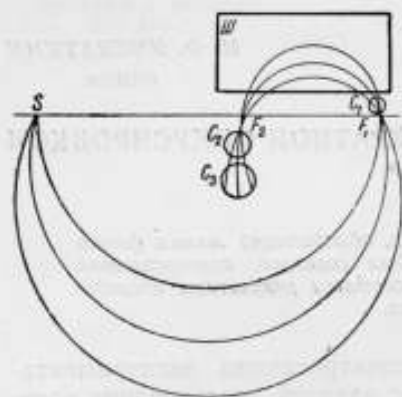


Рис. 1. Электронно-оптическая схема спектрометра с двукратной фокусировкой на угол 180° .

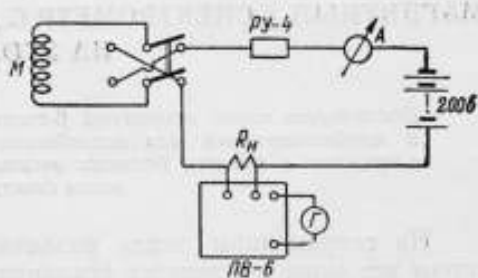


Рис. 2. Схема питания магнита.
Г — гальванометр типа ГПЗ-2; ПВ-6 — потенциометр типа ПВ-6; R_H — образцовое сопротивление; А — амперметр; РУ-4 — регулировочное устройство; М — магнит.

поля у краев полюсных наконечников. Затем пучок проходит еще 180° и фокусируется вторично. За щелью второго фокуса F_2 размещены счетчики C_2 и C_3 . Для осуществления такой фокусировки необходимо увеличить напряженность магнитного поля за первым фокусом так, чтобы радиус кривизны траекторий электронов уменьшился примерно в два раза. Достигнуть этого оказалось возможным путем местного уменьшения зазора за первым фокусом при помощи шмирующих железных накладок. Область шмирования обведена на рис. 1 контуром Ш.

Магнитное поле. В нашем распоряжении имелся С-образный электромагнит с площадью полюсных наконечников 320×320 мм и с зазором между полюсами 143 мм, изготовленный из Ст. 3. Две катушки возбуждения, включенные параллельно, намотаны медным проводом $\varnothing 2$ мм и имеют по 15 000 витков каждая. Сопротивление обмотки 56 ом. Максимальный ток $I = 2,4$ а позволяет регистрировать электроны с энергией 3,6 Мэв*. Питание электромагнита осуществляется от батарей аккумуляторов с емкостью 36 а·ч**. Схема питания дана на рис. 2. Измерение тока с точностью 0,01% производится компенсационным методом с использованием высокоомного потенциометра типа ПВ-6.

* См. список на стр. 16.

** Единицей заряда в Международной системе единиц, согласно ГОСТ 9867—61, введенному в действие с 1 января 1963 г., является кулон ($1 \text{ а} \cdot \text{ч} = 3,6 \cdot 10^3 \text{ к}$).

Изменение тока достаточно малыми шагами производится при помощи регулировочного устройства РУ-4, изготовленного заводом «Эталон».

Измерение магнитного поля осуществлялось с помощью индукционной катушки, включенной в цепь баллистического гальванометра. Катушка высотой 4 мм, $\varnothing_{\text{внутр}} = 1$ мм, $\varnothing_{\text{внешн}} = 3$ мм имела 3000 витков, намотанных проводом ПЭЛ $\varnothing 0,03$ мм. Измерительная система фиксировала катушку в любом месте полюсного зазора с точностью 0,1 мм. Погрешность в относительных измерениях магнитного поля составляла $\sim 0,2\%$. Измерялась только вертикальная составляющая магнитного поля.

Форма полюсов и топография магнитного поля. Для осуществления принципа фокусировки, приведенного на рис. 1, наиболее выгодная форма шимирующих накладок, их расположение на полюсах и зазор между ними, изображенные на рис. 3, были подобраны экспериментально. Имевшаяся камера спектрометра была высотой 98 мм; свободный зазор вне камеры составлял всего 45 мм и поэтому внешними, по отношению к камере, накладками достичь необходимого увеличения поля было нельзя. Каждую накладку пришлось разделить на две части: внешнюю *Б* и внутреннюю *В*; внешние крепились на полюсах магнита, внутренние помещались в камеру спектрометра. Зазор между внутренними накладками, в котором проходит пучок при вторичной фокусировке, составлял 28 мм. Чтобы снизить эффект насыщения на края накладок, их острые края были закруглены по радиусу $r=6$ мм.

Из-за наличия накладок и небольших размеров основных полюсов топография поля в зазоре очень сложна. Она подробно изучалась в центральной плоскости, т. е. при $z=0$, и в плоскостях на 5 и 10 мм выше центральной. В каждой плоскости изучалось распределение вертикальной составляющей поля вдоль направления y для девяти различных значений x (координатная система xuz приведена на рис. 3). Оси x_S и x_{F_1} проходят, соответственно, через источник и первый фокус. Распределение магнитного поля вдоль этих направлений в центральной плоскости зазора приведено на рис. 4. Внизу показано расположение накладок (вид по стрелке *Е* на рис. 3). Из рис. 4 видно, что уже на расстоянии около 100 мм от края полюсного наконечника напряженность поля в зазоре при всех x начинает падать — сказывается краевой эффект. Кривая 2 показывает, что магнитное поле в зазоре между накладками возросло приблизительно в 2,6 раза по сравнению с полем H_S в точке *S*, где расположен источник. Из этого следовало, что в имевшемся приборе можно осуществить принцип фокусировки, изложенный на стр. 96.

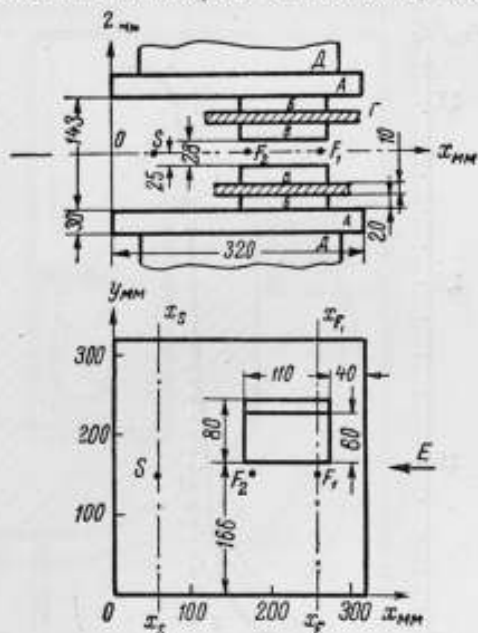


Рис. 3. Форма полюсных наконечников и расположение источника *S* и фокусов F_1 и F_2 в зазоре.

A — полюсы; *Б* — внешние накладки; *В* — внутренние накладки, помещенные в камеру спектра; *Г* — дно и крышка камеры; *Д* — ярмо.

Измерения поля в нескольких точках плоскости $z = -10$ мм показали, что поле при $z = \pm 10$ мм симметрично относительно $z = 0$. По всему зазору, исключая область шиммирования, вертикальная составляющая поля: 1) в плоскости $z = 5$ мм совпадает в пределах точности измерений с H_{z_0} ; 2) в плоскости $z = 10$ мм вертикальная составляющая поля на 0,3% больше, чем в центральной плоскости. Вблизи накладок, начиная с расстояния около 50 мм от них, вертикальная составляющая поля в плоскостях $z \neq 0$ становится меньше, чем в центральной плоскости.

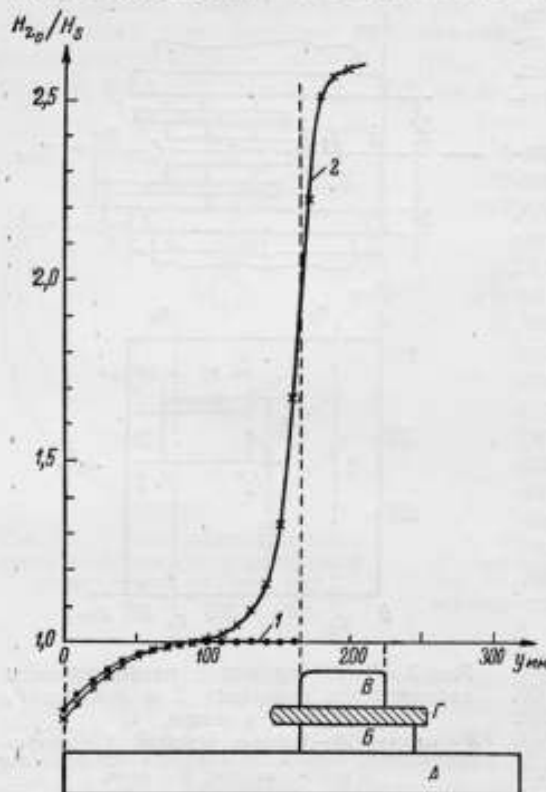


Рис. 4. Распределение магнитного поля в центральной плоскости зазора: вдоль направления $x_S - x_S$ (кривая 1) и вдоль направления $x_{F_1} - x_{F_1}$ (кривая 2).

Обозначения те же, что на рис. 3.

В результате десяти серий построений, которые были выполнены для различных положений источника относительно координатной системы xu (рис. 3), было найдено, что при положении точечного источника в точке S с координатами $x = 60$ мм, $y = 155$ мм пучок электронов фокусируется на расстоянии 199 ± 1 мм от источника в точке F_1 . Изображение источника при горизонтальной расходимости пучка $\varphi = 30^\circ$ имеет ширину $(0,3 \pm 0,1)\%$ от $2\rho_0$, где $\rho_0 = 100$ мм — начальный радиус построения траекторий, являющийся радиусом окружностей, по которым двигались бы электроны, вышедшие из точки S , если бы поле было однородным. За первой щелью, помещенной в F_1 , электронный пучок сначала расхо-

дится. Наибольшее отличие вертикальной составляющей поля от H_{z_0} , равное 10%, наблюдалось при $z = 10$ мм на расстоянии 20 мм от края накладок.

Зависимость топографии поля от абсолютного значения напряженности магнитного поля H проверялась путем измерений поля в центральной плоскости при значениях $(H_{z_0})_{750}$ и $(H_{z_0})_{2000}$, которые соответствуют энергиям электронов 750 и 2000 кэВ*. В пределах точности измерений топография поля в этом интервале энергий не меняется. Исключение представляет область шиммирования: на расстоянии около 30 мм от накладок $(H_{z_0}/H_S)_{2000}$ становится меньше $(H_{z_0}/H_S)_{750}$; в зазоре между накладками разница между этими значениями достигает 2%.

Выбор условий фокусировки. Знание топографии магнитного поля по всему зазору позволило провести графические построения траекторий электронов с целью нахождения фокусов.

* См. сноску на стр. 16.

дится, а затем фокусируется вторично в F_2 . Ширина второго фокуса равна 1% от $2r_0$. Расстояние между центрами фокусов составляет 82 мм.

Точность построений определялась нами по трем построениям. Первое и второе — выполнены по разным сериям измерений магнитного поля одним экспериментатором, третье — выполнено другим экспериментатором по топографии поля, использованной в одном из первых построений. При этом ширина первого фокуса во всех построениях одно-

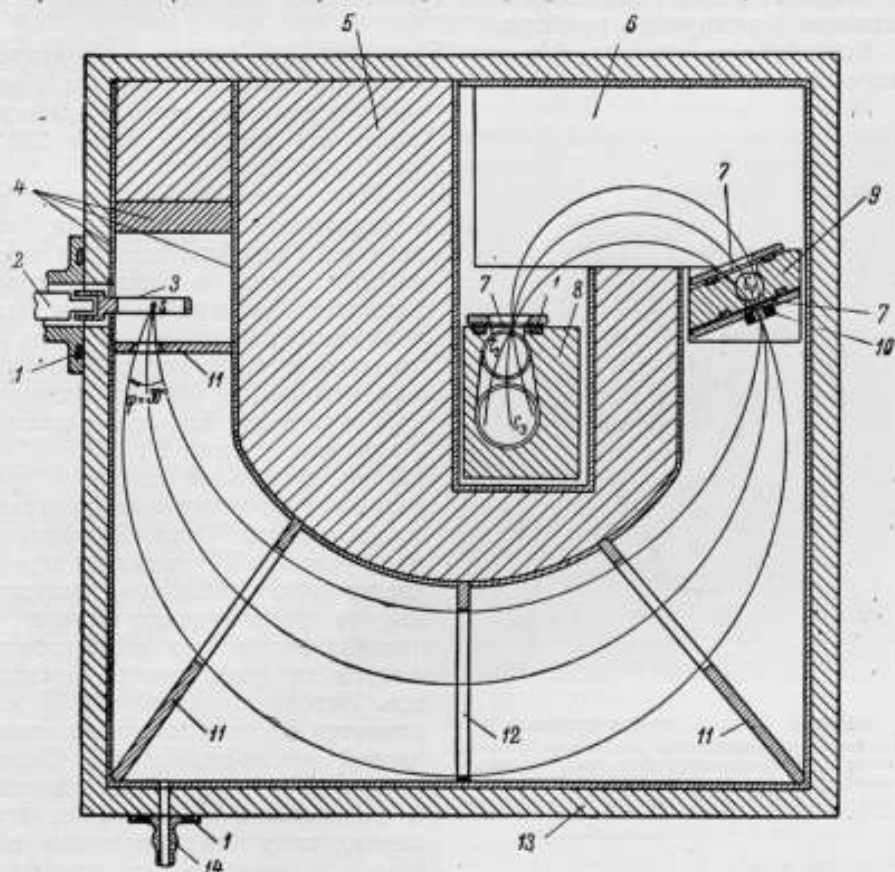


Рис. 5. Поперечный разрез камеры спектрометра в центральной плоскости полюсного зазора.

1 — вакуумные резиновые прокладки; 2 — шток вакуумного шлюза; 3 — держатель источника; 4 — покрытие из алюминия; 5 — защитный блок; 6 — юбки шлюза; 7 — разделительные пленки; 8 — вторая камера счетчиков; 9 — первая камера счетчика; 10 — принадлежность первого фокуса; 11 — диафрагмы, не ограничивающие пучок; 12 — диафрагма, ограничивающая пучок; 13 — корпус; 14 — трубка, ведущая к вакуумной системе.
S — источник; C_1, C_2, C_3 — счетчики Гейгера — Мюллера.

значна с точностью до 0,1%, а его положение относительно источника — с точностью $\sim 0,5\%$. Поэтому уточнение наиболее выгодного взаимного расположения источника и фокуса производилось впоследствии путем экспериментальной юстировки спектрометра.

Влияние на условия фокусировки эффекта уменьшения напряженности поля при $z \neq 0$ вблизи накладок проверено построениями траекторий в плоскости $z = 10$ мм. В пределах погрешностей построений ширина и положение первого фокуса, качество которого определяет разрешающую способность спектрометра, остаются такими же, как в плоскости $z = 0$; второй же фокус смещается относительно своего положения

в плоскости $z=0$. Это смещение эквивалентно уширению второго фокуса до 4% от $2\rho_0$.

Зависимость топографии поля от абсолютных значений H также не влияет на условия фокусировки. Построения траекторий показали, что при различных абсолютных значениях H смещается лишь второй фокус на расстояние $\sim 1\%$ от $2\rho_0$.

В соответствии с данными этих графических построений была осуществлена конструкция прибора.

Конструкция прибора. На рис. 5 представлен поперечный разрез камеры спектрометра в центральной плоскости полюсного зазора. Корпус латунной вакуумной камеры

имеет внутренние размеры $232 \times 232 \times 78$ мм.

Для уменьшения рассеяния электронов вся внутренняя поверхность прибора покрыта алюминием. Блок из вольфрамовых стержней, залитых свинцом, максимально защищает счетчики от прямого и рассеянного γ -излучения источника. Между источником и первым фокусом расположены под углами 6° , 25° , 90° и 125° к фокальной линии 4 радиальные алюминиевые диафрагмы толщиной 5 мм. Диафрагма под углом 90° выделяет пучок электронов. Остальные диафрагмы не ограничивают пучок и предназначены для экранировки фокуса от рассеянных электронов. Источник длиной до 15 мм крепится на специальной алюминиевой рамке-держателе. Смена источников и их перемещение в радиальном направлении осуществляются без нарушения вакуума в приборе с помощью

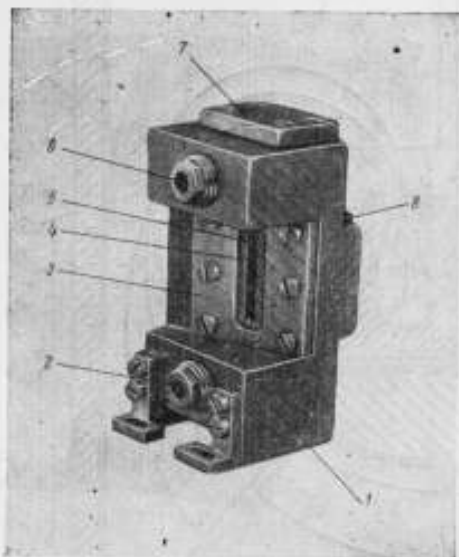


Рис. 6. Первая камера счетчика.

1 — корпус; 2 — отверстие для подачи рабочей смеси; 3 — рамка входного окна, вакуумно уплотняющая разделительную пленку; 4 — выделяющая щель первого фокуса; 5 — разделительная пленка; 6 — отверстие для высоковольтного ввода; 7 — заглушка; 8 — рамка выходного окна.

вакуумного шлюза КШ 12 \times 40.

Общий вид латунных камер счетчиков со стороны входного окна дан на рис. 6 и 7.

Несколько необычная конструкция первой камеры счетчика связана с близким расположением первого фокуса к шимирующим накладкам (рис. 5). Корпус счетчика Гейгера—Мюллера $\varnothing 10$ мм и рабочей длиной $l=28$ мм расточен непосредственно в камере счетчика. Аноды счетчиков изготовлены из вольфрамовой нити $\varnothing 60$ мк*, которая с помощью бронзовой пружины натягивается между изоляторами из фторопласта. Выделяющая щель первого фокуса представляет собой свинцовую диафрагму, которая крепится на входном окне камеры счетчика. В зависимости от условий опыта, применялись щели размерами 1×20 и 2×20 мм. Выходное окно размером 13×20 мм не ограничивает пучок.

Вторая камера счетчика (рис. 7а) имеет входное окно размерами 10×28 мм. В цилиндрические углубления корпуса камеры вставляются

* См. сноску на стр. 5.

счетчики Гейгера—Мюллера: второй ($\varnothing 13$ мм, $l = 36$ мм, входное и выходное окна — 9×26 мм, рис. 7а) и третий ($\varnothing 19$ мм, $l = 45$ мм и окно 17×31 мм, рис. 7б). Размеры окон камеры и счетчиков определены на основании описанных выше геометрических построений (стр. 98). На окно третьего счетчика наклеена коллодиевая пленка толщиной $\sim 0,1$ мг·см⁻²*, назначение которой — экранировать проникновение разряда из одного счетчика в объем другого, рядом расположенного. Для устранения искажения электрического поля в объеме третьего счетчика пленка напылена тонким слоем висмута. Третий счетчик применяется для снижения фона случайных совпадений при сильных γ -лучевых нагрузках. Корпусы счетчиков и камеры заземлены. На окнах камер счетчиков между рамкой и резиновой прокладкой, которая находится в канавке корпуса камеры, вакуумно уплотняется органическая пленка «Лавсан» толщиной $0,3 \div 0,4$ мг·см⁻². Камеры счетчиков наполняются смесью из аргона (90%) и спирта (10%) до давления 90 мм рт. ст.** Длина плато счетчиков составляет 40—50 в. Контроль за режимом работы счетчиков осуществляется проверкой величины импульсов на выходе преусилителя. Рабочий вакуум в приборе создается форвакуумным насосом типа ВН-2 и с помощью балластного объема поддерживается без откачки в заданных пределах ($2 \div 3 \cdot 10^{-2}$ мм рт. ст.*) в течение 4—5 ч. Импульсы подаются на входы схемы совпадений типа СМ («Яблоня») с разрешающим временем $\sim 0,5$ мксек. Скорость счета тройных совпадений регистрируется в зависимости от величины тока в возбуждающих обмотках магнита.

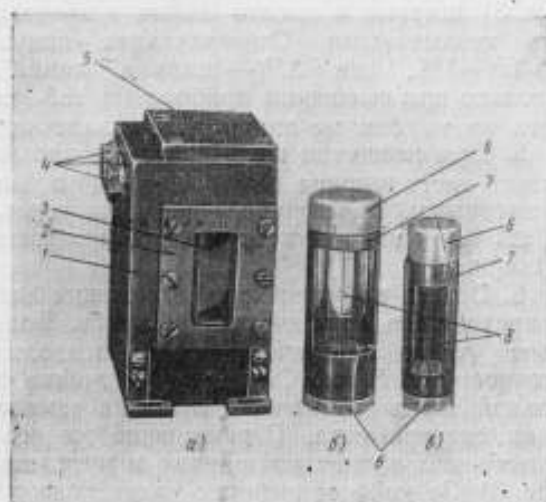


Рис. 7. Вторая камера счетчиков: а — камера; б и в — второй и третий счетчики.

1 — корпус; 2 — рамка окна; 3 — разделительная пленка; 4 — отверстия для высоковольтных вводов и подачи рабочей смеси; 5 — заглушка; 6 — изолятор; 7 — корпус; 8 — анод.

Исследование некоторых свойств спектрометра

Юстировка прибора. Как указывалось выше, взаимное расположение источника, выделяющих щелей и накладок найдено на основе графических построений траекторий электронного пучка при полученной на опыте топографии магнитного поля. После того как прибор был построен, мы экспериментально проверили, отвечает ли геометрия прибора оптимальным условиям фокусировки.

Для этого было проведено три опыта, позволивших уточнить положения: 1) прибора в магните, 2) первой щели при фиксированных источнике и второй щели, 3) источника при фиксированных щелях.

* См. сноску на стр. 10.

** См. сноску на стр. 62.

Первые два опыта выполнены с источником Tm^{167} шириной 1 мм и длиной 5 мм, при щели в первом фокусе размером 2×20 мм. Измерялась линия электронов внутренней конверсии γ -лучей ($h\nu = 207,9$ кэв*) на L -оболочке. В последнем опыте применялся источник Cs^{137} размером $0,5 \times 7$ мм при щели размером 1×20 мм. Изучалась K -конверсионная линия ($h\nu = 661,6$ кэв)*. Первый опыт проводился на одиночном первом счетчике; в остальных опытах регистрировались тройные совпадения.

1. Прибор устанавливался в магните так, как следует из графических построений. Опыты по смещению прибора относительно магнита показали, что изменение положения прибора в магните в небольших пределах не является критическим. Так, при смещении прибора от расчетного места на ± 1 мм в направлении y и на ± 4 мм в направлении x (рис. 3) ширина и высота линии в пределах ошибок измерений остались неизменными. Относительная полуширина линии составляла $\Delta H\rho/H\rho = 1\%$, где $\Delta H\rho$ — ширина линии на половине ее высоты. И только при смещении прибора на ± 3 мм в направлении y скорость счета на максимуме линии уменьшалась приблизительно вдвое.

2. При смещении щелей вдоль фокальной линии на ± 1 мм от расчетного места ширина ($\Delta H\rho/H\rho = 1\%$) и высота линии также оставались неизменными. Перемещение же щели вдоль средней траектории пучка на ± 1 мм снижает высоту линии приблизительно на 8%, не изменяя ее ширины.

3. Опыты по уточнению положения источника также подтвердили справедливость графических расчетов. Более тонкие условия эксперимента (узкий источник и щель) позволили отъюстировать источник с точностью 0,5 мм. Смещение источника в пределах 2 мм вдоль фокальной линии сказывается лишь на изменении энергетической градуировки спектрометра. Перемещение же его вдоль средней траектории существенно влияет на ширину и интенсивность конверсионной линии (рис. 8). За рабочее выбрано такое положение источника, при котором минимальная ширина конверсионной линии ($\Delta H\rho/H\rho = 0,75 \pm 0,05\%$) соответствует максимальной ее интенсивности (рис. 9, кривая 4).

Исследование фокусирующих свойств различных участков магнитного поля. При выбранном горизонтальном угле захвата $\varphi = 30^\circ$ внутренняя четверть пучка (φ от 0 до $7,5^\circ$) проходит в области, где еще не началось сильное спадание магнитного поля, а внешняя часть пучка проходит в области спадающего поля. Можно предполагать, что и фокусироваться эти части пучка будут по-разному. Для проверки этого мы проделали следующие опыты:

1) перекрыли так внешнюю часть диафрагмы 12, находящейся в наиболее широком месте пучка (рис. 5), что проходил пучок с φ от 0 до $7,5^\circ$, и измерили линию K -661,6 кэв Cs^{137} ;

2) перекрыли внутреннюю часть диафрагмы так, что проходила внешняя часть пучка с φ от $22,5$ до 30° , и измерили ту же линию.

Оказалось, что наибольшее уширение линии дает внутренняя часть пучка (рис. 9, кривая 2). В этом случае $\Delta H\rho/H\rho = 0,90\%$. Внешняя часть пучка фокусируется гораздо лучше: $\Delta H\rho/H\rho = 0,54\%$ (кривая 1). Ввиду этого мы провели еще одну серию измерений в условиях, когда перекрыта «плохо работающая» внутренняя четверть пучка; результаты иллюстрируются кривой 3. Выигрыш в разрешении составляет $\sim 22\%$ ($\Delta H\rho/H\rho = 0,60\%$) при потере в интенсивности $\sim 21\%$. Нужно отметить, что применявшийся источник Cs^{137} был недостаточно тонок, что

* См. сноску на стр. 16.

приводило к расширению линии. Чтобы получить правильное значение разрешающей способности, необходимо иметь источник, лишенный такого недостатка. Идеальным в этом смысле является источник активного осадка радиотория, нанесенный на подложку практически мономолекулярным слоем. Кроме того, этот источник весьма удобен и по другой причине. Прибор построен для исследования жестких спектров конверсионных электронов, поэтому получить такую важную характеристику, как разрешающая способность, лучше всего на линиях большой энергии. Конверсионная линия радиотория с $h\nu = 2614,4$ кэВ как нельзя лучше подходит для этой цели. По всей вероятности, за истинную разрешающую способность спектрометра при размерах источника и щели $0,5 \times 14$ мм и 1×20 мм, соответственно, следует принять значение $0,50 \pm 0,05\%$, полученное в опытах с радиоторием (рис. 10).

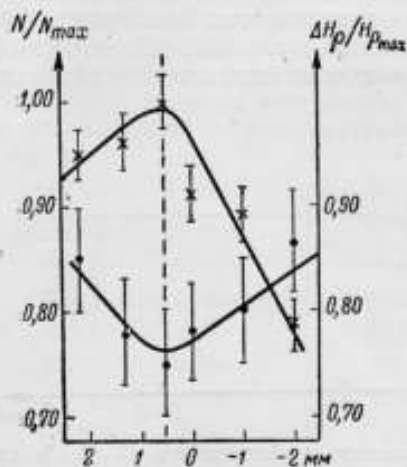


Рис. 8. Зависимость разрешающей способности спектрометра (точки) и относительной скорости счета N/N_{max} (крестики) на линии К-661,6 кэВ Cs^{137} от смещения источника вдоль оптической оси.

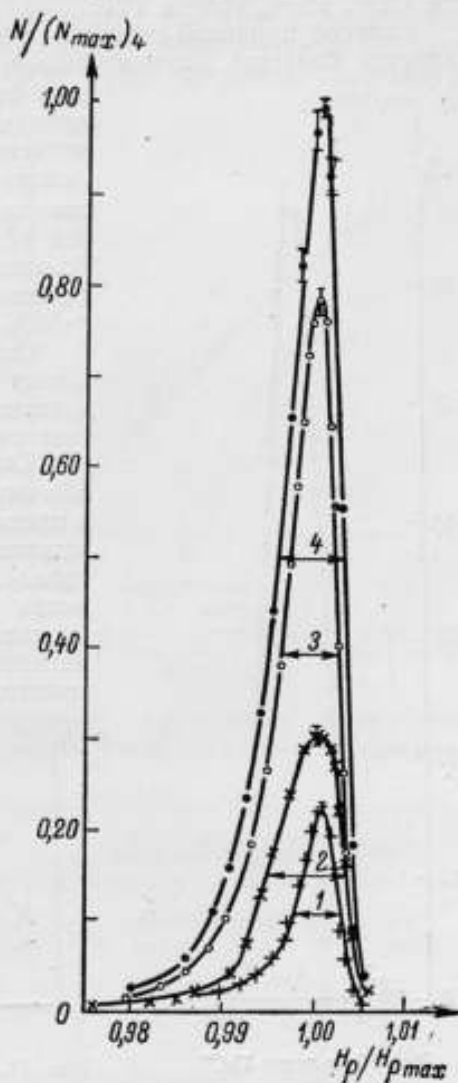


Рис. 9. Зависимость полуширины и интенсивности линии К-661,6 кэВ Cs^{137} от используемого горизонтального угла захвата $\Delta\varphi$: $22,5 \pm 30^\circ$ (кривая 1); $0 + 7,5^\circ$ (кривая 2); $7,5 + 30^\circ$ (кривая 3); $0 + 30^\circ$ (кривая 4).

$H_{p_{max}}$ — значение H_p , соответствующее максимуму линии; $(N_{max})_4$ — скорость счета на максимуме линии 4.

Эффективность регистрирующей системы спектрометра. Эффективность характеризуется долей зарегистрированных совпадений N_c от числа электронов N_1 , прошедших через первый счетчик [5]. На рис. 11 представлен экспериментальный график зависимости эффективности от

энергии зарегистрированных электронов. Из этого графика находят поправки, вносимые в экспериментальный спектр. При построении графика использовались значения N_c/N_1 , полученные с помощью источников Cs^{137} , Eg^{180} , Yb^{186} и ThB .

Главной причиной снижения эффективности в нашем спектрометре является большой положительный градиент магнитного поля за первым фокусом, порождающий вертикальную дефокусировку электронного пучка. В результате на пути от первого до второго фокуса теряется значительная часть электронов. Из рисунка видно, что в рабочей области спектрометра, т. е. в области больших энергий, начиная с 800 кэв*;

эффективность практически постоянна и равна ~50%.

Снижение эффективности в области малых энергий происходит из-за рассеяния электронов в разделительных пленках и газе счетчиков.

Светосила спектрометра. Светосилу обычно характеризуют телесным углом Ω , в пределах которого вылетают из точечного источника электроны, достигающие детектора. Даже для первой части спектрометра мы можем только приблизительно оценить эту величину, так как топография магнитного поля сложна. Электронные траектории могут смещаться по вертикали

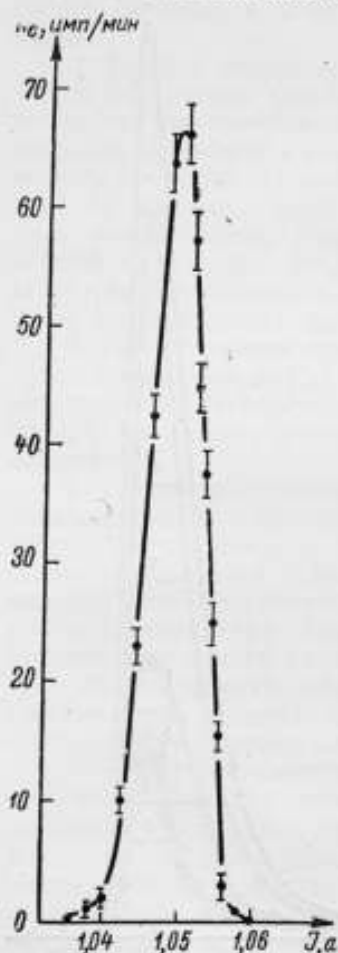


Рис. 10. х-линия ThC^{α} .

$$\frac{\Delta H_p}{H_p} = 0,50 \pm 0,05\%$$

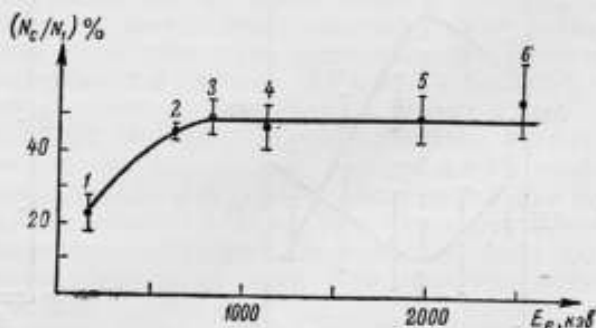


Рис. 11. Зависимость эффективности (N_c/N_1) % от энергии электронов E_e .

Координаты точек определены по линиям K -конверсионных электронов следующих γ -переходов: 1 — 238,62 (ThB); 2 — 661,65 (Cs^{137}); 3 — 879,8 (Eg^{180}); 4 — 1178,2 (Yb^{186}); 5 — 2053,6 (Yb^{186}); 6 — 2614,4 (ThC $^{\alpha}$).

и поэтому форма изображения точечного источника неизвестна; без численного расчета многих траекторий нельзя сказать, какая доля электронов, вылетающих из источника в пределах телесного угла Ω , попадет в щель того или иного размера. Мы можем только отметить, что телесный угол Ω_0 , выделенный первой диафрагмой для центральной точки источника, равен 0,2% от 4π ($\varphi = 30^\circ$, $\omega = \pm 1,5^\circ$). Действительная же светосила спектрометра может быть меньше Ω_0 и поэтому нуждается в экспериментальном определении. Эта задача была решена с помощью

* См. список на стр. 16.

источника Cs^{137} с известной активностью*. При щели 2×20 мм в первом фокусе светосила при детектировании частиц первым счетчиком равна 0,2%, т. е. совпадает с Ω_0 . При переходе к рабочим условиям спектрометра, когда регистрируются совпадающие импульсы от трех счетчиков с эффективностью $\sim 50\%$ (рис. 11), светосила понижается до 0,1%. В условиях, при которых получена относительная полуширина линии 0,5% (первая щель 1×20 мм), светосила составляет $\sim 0,05\%$.

Градуировка спектрометра по энергиям. Градуировка производилась в широком интервале (150–2800 кэв**) по линиям конверсионных электронов, энергии которых известны с большой точностью (рис. 12). Конверсионные линии, использованные нами, приведены в таблице.

Несмотря на соблюдение определенного цикла размагничивания магнита, не удалось достичь однозначного соответствия напряженности магнитного поля и тока в обмотках. Опыты с конверсионной линией $K-661,6$ кэв Cs^{137} показали, что неоднозначность достигает $\sim 0,4\%$. Этим в настоящее время и определяется погрешность в определении энергии.

В дальнейшем предполагается осуществить непосредственное измерение магнитного поля, что в значительной степени повысит точность измерения энергий электронов.

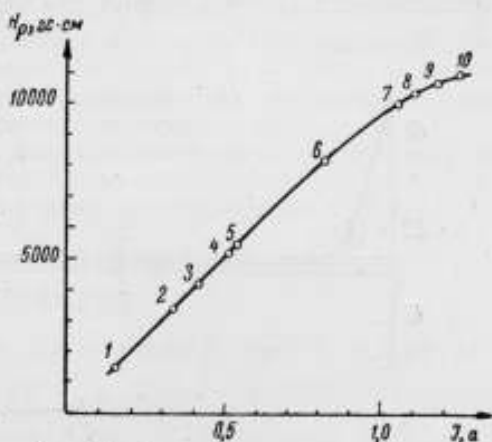


Рис. 12. Градуировочная кривая спектрометра.

Цифры у точек соответствуют номерам конверсионных линий, приведенных в таблице. Ошибка меньше размеров точек.

№ точек рис. 12	Источник	Энергия γ -лучей, кэв	Энергия K -конверсионных электронов, кэв	Литература
1	ThB (F -линия)	$238,620 \pm 0,020$	$148,084 \pm 0,020$	[7]
2	Cs^{137}	$661,65 \pm 0,10$	$624,20 \pm 0,10$	[7]
3	Er^{160}	$879,8 \pm 0,9$	$825,0 \pm 0,9$	[8]
4	Yb^{106}	$1178,2^*$	$1120,7^*$	[9]
5	Te^{129}	1221 ± 1	1190 ± 1	[10]
6	Yb^{168}	$2053,6^*$	$1996,1^*$	[9]
7	ThC' (x -линия)	$2614,4 \pm 0,4$	$2526,4 \pm 0,4$	[7]
8	Er^{160}	2675^{**}	2621^{**}	[8]
9	Er^{160}	2763^{**}	2709^{**}	[8]
10	Er^{160}	2854 ± 10	2800 ± 10	Наши измерения***

* Погрешность в значении энергии не превышает 0,1%.
 ** Погрешность в значении энергии не превышает 0,3%.
 *** Измерения выполнены с помощью β -спектрометра с двукратной фокусировкой на угол $\approx \sqrt{2}$ [6].

* Активность источника Cs^{137} определена А. А. Константиновым с помощью 4 π -счетчика.

** См. список на стр. 16.

Обратное рассеяние. Одной из причин, снижающих чувствительность спектрометров, является обратное рассеяние, когда электроны при «позитронном» поле, или позитроны при «электронном» поле, рассеявшись на диафрагмах и стенках камеры, «добираются» до счетчиков и регистрируются в них. Обратное рассеяние играет существенную роль в светосильных β -спектрометрах с однократной фокусировкой и значительно ослабляется при кратной фокусировке.

Изучение обратного рассеяния в нашем приборе проводилось с помощью источника P^{32} , который для этой цели очень удобен, так как яв-

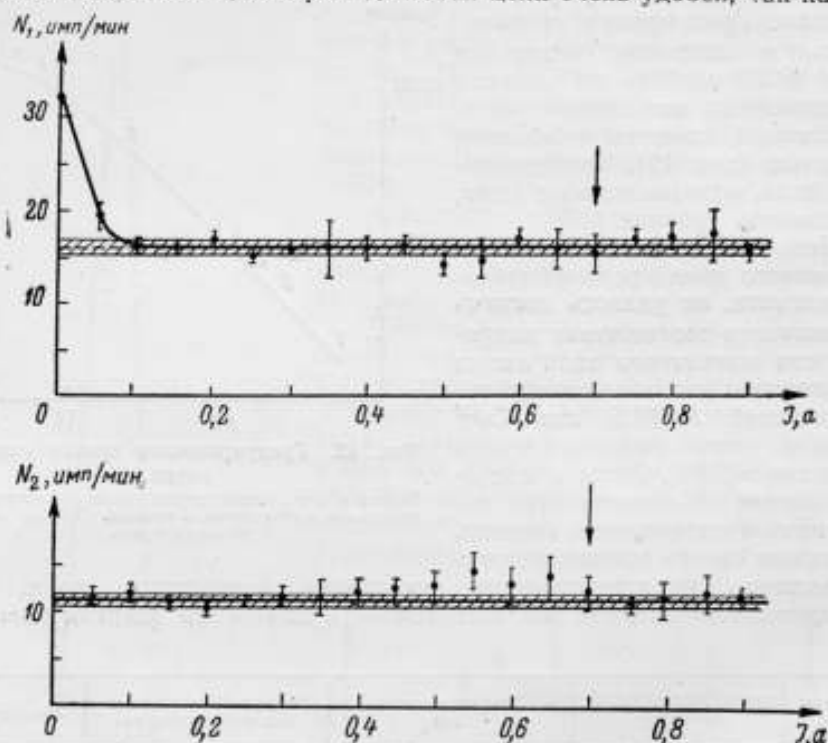


Рис. 13. Нагрузка на первом (N_1) и втором (N_2) счетчиках при позитронных полях.

Заштрихованная полоса ограничивает возможные значения космического фона. Точки — нагрузки с источником P^{32} . Жирные линии проведены по точкам с помощью метода наименьших квадратов. Стрелка указывает граничную энергию β^- -спектра P^{32} .

ляется чистым β^- -излучателем: экспериментально установлено, что для него $\beta^+/\beta^- = 7,5 \cdot 10^{-10}$ [11] (позитроны появляются вследствие образования пар внутренним тормозным излучением).

Намереваясь оценить обратное рассеяние, мы взяли активный препарат P^{32} (~ 4 мкюри). При этом измерить весь β^- -спектр, конечно, не могли: уже при энергии электронов $E_e = 360$ кэв, т. е. за 1350 кэв до границы спектра, счетчики считали более $2 \cdot 10^4$ имп/мин. Известно, однако, что β^- -спектр P^{32} имеет фермиевскую форму (с небольшими отступлениями [12]); поэтому, измерив участок β^- -спектра, прилегающий к границе, мы экстраполировали спектр по формуле Ферми и получили приведенную выше оценку активности. В нашем приборе уже при $H=0$ рассеянные электроны практически не попадают в счетчики (рис. 13). Лишь на первом счетчике нагрузка вдвое превышает фон и составляет 32 имп/мин (при полном числе электронов, вылетающих из источника,

$\sim 10^{10}$ эл/мин). При включении позитронного поля нагрузка резко падает и уже при $E_e \approx 200$ кэв совпадает с фоном.

Измерения тройных совпадений при «позитронном» поле ($E_e = \approx 500$ кэв) показали, что число электронов обратного рассеяния не превышает $5 \cdot 10^{-7}$ от числа электронов β -спектра. Вероятно, обратное рассеяние слабее указанной величины; для определения его необходим источник более высокой активности.

Скорость счета за границей β -спектра. При исследовании области, лежащей за границей β -спектра P^{32} ($E_{cp} = 1712 \pm 4$ кэв [13]), был обнаружен избыток электронов, тянущийся вплоть до энергии ~ 2200 кэв. Наличие такого жесткого «хвоста» за границей β -спектра связано с рассеянием электронов в приборе. Количество этих избыточных электронов составляет $\sim 10^{-5}$ от основных электронов β -спектра.

Фон. Измеряя в течение 40 ч фон с источником Cs^{137} активностью 60 мкюри при $H=0$, мы получили около одного совпадения за 5 ч. Измерения за границей β -спектра с этим же источником Cs^{137} не дали ни одного совпадения за 3 ч.

ЛИТЕРАТУРА

1. Бета- и гамма-спектроскопия. Сб. под редакцией К. Зигбана, гл. 3, Физматиздат, 1959.
2. Дзелепов Б. С. и Башилов А. А., Кэтрон — магнитный спектрометр с улучшенной фокусировкой, Изв. АН СССР, сер. физ., т. 14, 1950, ст. 263.
3. Золотавин А. В., β -спектрометр с двойной фокусировкой электронного пучка, Изв. АН СССР, сер. физ., т. 18, 1954, стр. 127.
4. Дзелепов Б. С., Антонова Н. М. и Шестопалова С. А., $\beta^+ - \beta^-$ -распад в Br^{80} , ДАН СССР, т. 64, 1949, стр. 309.
5. Каганский М. Г., Исследование слабых позитронных спектров, Диссертация, ИАН, Л., 1960.
6. Шестопалова С. А., Бета-спектрометр с двукратной фокусировкой на угол $\sqrt{2}$, Изв. АН СССР, сер. физ. т. 25, 1961, стр. 1302.
7. Ванстра А. Х., Нних Г. И., Ван Лишут Р., Таблицы по ядерной спектроскопии, Атомиздат, 1960, стр. 166.
8. Григорьев Е. П., Дзелепов Б. С., Золотавин А. В., Крацк Б. и Биттерлих Г., Распад Ho^{160} и схема уровней Dy^{160} , Изв. АН СССР, сер. физ., т. 23, 1959, стр. 868.
9. Григорьев Е. П., Громов К. Я. и Дзелепов Б. С., Материалы Третьего совещания по нейтрондефицитным изотопам, т. 1, ОИЯИ, Дубна, 1960, стр. 83.
10. Kocher C. W., Allan C. G. Mitchell, Creager C. B. and Nairn T. D., Phys. Rev., v. 120, 1960, p. 1348.
11. Greenberg J., Deutsch M., Phys. Rev., v. 102, 1956, p. 415.
12. Porter F., Wagner F., Freedman M., Phys. Rev., v. 107, 1957, p. 135; Bull. Amer. Phys. Soc., v. 2, 1957, p. 229.
13. Дзелепов Б. С. и Пекер Л. К., Схемы распада радиоактивных ядер. Изд. АН СССР, 1958, стр. 65.

Поступила в редакцию
15/VII 1961 г.

СОДЕРЖАНИЕ

Предисловие	3
В. Я. Алексеев, А. А. Константинов. Установка УСЧ-1 для абсолютного измерения активности α -излучателей	5
А. А. Константинов, А. Е. Кочин. Установка УСЧ-2 для абсолютного измерения активности β -излучателей	13
В. Я. Алексеев, А. А. Константинов, В. В. Перепелкин, И. А. Соколова, Н. В. Тришин. Установки для измерения внешнего α - и β -излучения и относительной неравномерности нанесения активности по поверхности больших распределенных α - и β -излучателей	23
К. К. Аглинцев, Е. П. Москвина, С. А. Русникова. Измерение активности β -излучателей с помощью ионизационной камеры	42
М. Ф. Юдин. О некоторых поправках при воспроизведении рентгена эталонной установкой 250 \rightarrow 3000 кэв.	56
К. К. Аглинцев. О применении γ -излучателей Co^{60} в качестве образцовых мер, воспроизводящих единицу мощности экспозиционной дозы	70
В. И. Фоминых, И. А. Ярицына. Установка для сравнения нейтронных излучателей одинакового спектрального состава	75
И. А. Ярицына. О некоторых типах делительных камер	81
В. Т. Шеболев. К вопросу о методе сопутствующих частиц	86
И. Ф. Учеваткин. Магнитный β -спектрометр с двукратной фокусировкой на угол 180°	95

Редактор издательства Н. Н. Александрова

Техн. ред. Р. Г. Польская

Корректор Л. Н. Кири

Подписано к печати 13/XI 1962 г.

Уч.-изд. л. 9,3

Формат бумаги 70 \times 108^{1/16}

Печ. л. 6,75. М-39837. Тираж 2000 экз. Заказ 3/453

Ленинградская типография Госгортехиздата. Ленинград, ул. Салтыкова-Щедрина, 54.

ЗАМЕЧЕННЫЕ ОПЕЧАТКИ

Стр.	Строка	Напечатано	Следует читать
11	20-я сверху	20—40 мкг/см	20—40 мкг/см^2
13	13-я снизу	1-го разряда и различных...	1-го разряда различных...
45	табл. 1 (в головке)	$(I_1 - I_2) \cdot 10^{14}$ $(I_1 - I_2) \cdot 10^{11}$ $(I_1 - I_2) \cdot 10^9$	$(I_1 - I_2) \cdot 10^{14}, a$ $(I_1 - I_2) \cdot 10^{11}, a$ $(I_1 - I_2) \cdot 10^9, a$
51	подрисовочная подпись	Зависимость силы тока рас- стояния...	Зависимость силы тока от расстояния...
59	23-я сверху	... для изучения Co^{60} для излучения Co^{60} .
60	1-я сверху	Таблица	Таблица 1
66	сноска	См. сноску на стр. 62.	См. сноску на стр. 16.
92	формула (24)	$\delta\Omega = 2\delta R_2 + \delta h + \dots$	$\delta\Omega = 2(\delta R_2 + \delta h) + \dots$

лю
ног
И.
вер
ло
акт
лон
вых
ных
кой

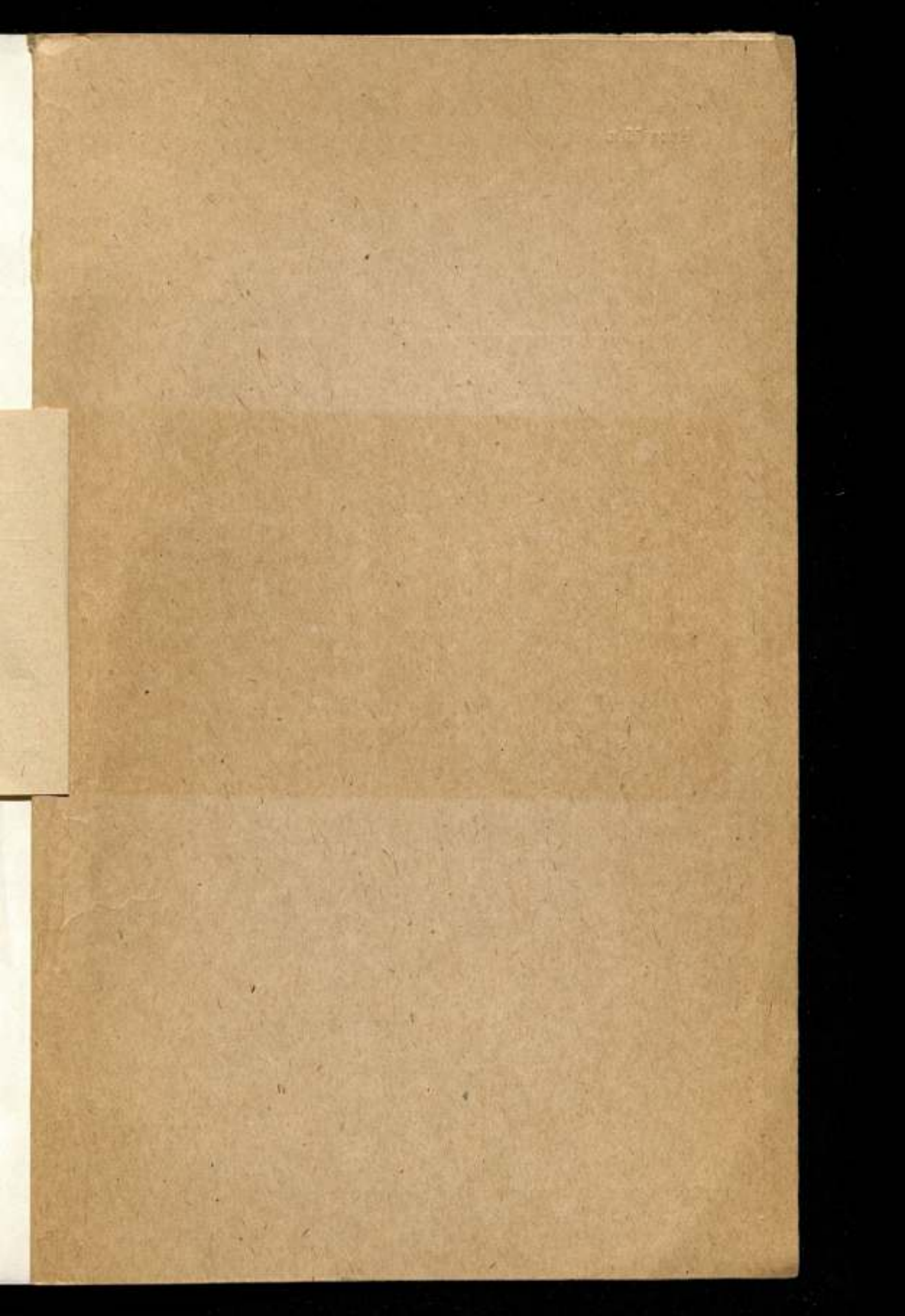
Редактор издательства *Н. Н. Александрова*

Техн. ред. *Р. Г. Польская*

Корректор *Л. Н. Кири*

Подписано к печати 13/XI 1962 г. Уч.-изд. л. 9,3 Формат бумаги 70×108^{1/16}
Печ. л. 6,75. М-39837. Тираж 2000 экз. Заказ 3/453

Ленинградская типография Госгортехиздата. Ленинград, ул. Салтыкова-Щедрина, 54.



Цена 65 к.