

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

**ИССЛЕДОВАНИЯ
В ОБЛАСТИ ИЗМЕРЕНИЙ
ИОНИЗИРУЮЩИХ ИЗЛУЧЕНИЙ**

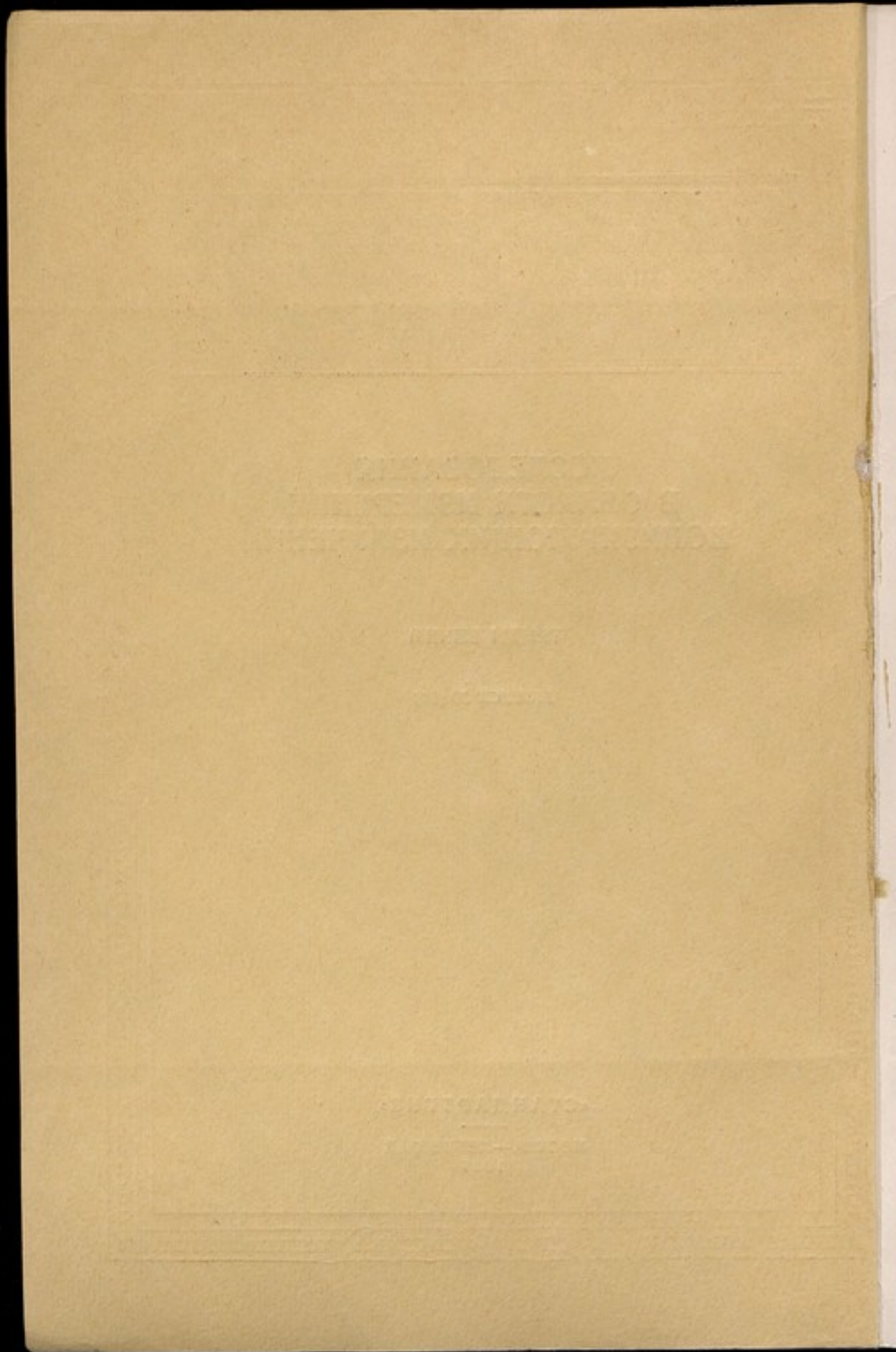
ТРУДЫ ВНИИМ

ВЫПУСК 30 (90)

«СТАНДАРТГИЗ»

МОСКВА — ЛЕНИНГРАД

1957



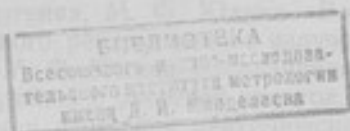
КОМИТЕТ СТАНДАРТОВ, МЕР И ИЗМЕРИТЕЛЬНЫХ ПРИБОРОВ
при СОВЕТЕ МИНИСТРОВ СССР
ВСЕСОЮЗНЫЙ НАУЧНО-ИССЛЕДОВАТЕЛЬСКИЙ ИНСТИТУТ
МЕТРОЛОГИИ им. Д. И. МЕНДЕЛЕЕВА

ИССЛЕДОВАНИЯ
В ОБЛАСТИ ИЗМЕРЕНИЙ
ИОНИЗИРУЮЩИХ ИЗЛУЧЕНИЙ

ТРУДЫ ВНИИМ

ВЫПУСК 30 (90)

Под редакцией
профессора К. К. АГЛИНЦЕВА



ГОСУДАРСТВЕННОЕ ИЗДАТЕЛЬСТВО СТАНДАРТОВ
«СТАНДАРТГИЗ»

МОСКВА — ЛЕНИНГРАД
1957

W 117236

СОДЕРЖАНИЕ

	Стр.
Предисловие	3
К. К. Аглинцев. Дозиметрические характеристики излучателей	5
А. А. Константинов. Абсолютный счет β -частиц	9
Е. А. Хольнова. Изотермический калориметр для измерения активности β -излучателей	18
К. К. Аглинцев и Е. А. Хольнова. Дифференциальный калориметр для измерения активности препаратов по их γ -излучению	25
К. К. Аглинцев и Ф. М. Караваев. Исследование эталонной установки для измерений γ -эквивалентов радиоактивных препаратов	37
Ф. М. Караваев. Измерение препаратов слабой активности	53
Ф. М. Караваев. Исследование зависимости γ -эквивалентов радиоактивных изотопов от фильтрации излучения	61
З. П. Балон. Применение камеры-свидетеля с баллистическим гальванометром для повышения точности воспроизведения и передачи рентгена	70
К. К. Аглинцев и З. П. Балон. Влияние диафрагмирования рентгеновских лучей в эталонной установке на результаты воспроизведения и передачи рентгена	76
М. Ф. Юдин. Воспроизведение единицы рентген в области мягкого рентгеновского излучения	87
К. К. Аглинцев, Г. П. Остромухова и М. Ф. Юдин. Образцовая установка для измерения в рентгенах γ -излучения с энергией квантов до 1,5 Мэв	109
О. И. Сумбаев и А. А. Константинов. Люминесцентный γ -спектрометр на фотоэлектронном умножителе типа ФЭУ-19 и кристалле CsI (II)	117
Ф. М. Караваев и С. А. Русина. Точные измерения периодов полураспада	132
А. А. Константинов. О точности измерения с помощью самогасящего счетчика	143

Ответственный редактор директор ВНИИМ

д-р техн. наук проф. В. О. Арутюнов

γ Техн. редактор М. А. Кондратьева

Корректоры: А. Б. Раизина, О. И. Афанасьева, И. М. Павлова

ПРЕДИСЛОВИЕ

В настоящем сборнике изложены результаты работ радиометрической и рентгенометрической лабораторий ВНИИМ по воспроизведению, хранению и передаче значений единиц в области радиоактивности и рентгеновского и γ -излучений.

В статье К. К. Аглинцева «Дозиметрические характеристики излучателей» изложены общие соображения по поводу методов измерений и градуировки различных радиоактивных излучателей.

Статьи А. А. Константинова «Абсолютный счет β -частиц», Е. А. Хольновой «Изотермический калориметр для измерения активности β -излучателей», К. К. Аглинцева и Е. А. Хольновой «Дифференциальный калориметр для измерения активности препаратов по их γ -излучению» посвящены различным методам определения активности препаратов, излучающих α - и β -частицы.

В статьях К. К. Аглинцева и Ф. М. Караваева «Исследование эталонной установки для измерений γ -эквивалентов радиоактивных препаратов», Ф. М. Караваева «Измерение препаратов слабой активности» и «Исследование зависимости γ -эквивалентов радиоактивных изотопов от фильтрации излучения» рассмотрены различные аспекты проблемы измерений γ -эквивалентов различных γ -излучателей в миллиграмм-эквивалентах радия.

Статья З. П. Балон «Применение камеры-свидетеля с баллистическим гальванометром для повышения точности воспроизведения и передачи рентгена», К. К. Аглинцева и З. П. Балон «Влияние диафрагмирования рентгеновских лучей в эталонной установке на результаты воспроизведения и передачи рентгена», М. Ф. Юдина «Воспроизведение единицы рентген в области мягкого рентгеновского излучения», К. К. Аглинцева, Г. П. Оstromуховой и М. Ф. Юдина «Образцовая установка для измерения в рентгенах γ -излучения с энергией квантов до 1,5 Мэв» посвящены эталонным измерениям в рентгенах рентгеновских и γ -лучей различной жесткости.

В статье О. И. Сумбаева и А. А. Константинова «Люминесцентный γ -спектрометр на фотоэлектронном умножителе типа ФЭУ-19 и кристалле CsI(Tl)» изложены результаты работы по созданию люминесцентного спектрометра и по исследованию его разрешающей способности.

Статья Ф. М. Караваева и С. А. Русиновой «Точные измерения периодов полураспада» рассматривает вопросы методики измерений периодов полураспада с высокой точностью и приводит результаты измерений периодов полураспада ряда изотопов.

Статья А. А. Константинова «О точности измерения с помощью самогасящего счетчика» содержит данные о способах повышения точности измерений с помощью счетных трубок.

ИЗВЕСТИЯ

В настоящее время в нашей стране наблюдается процесс интенсификации сельского хозяйства, который требует от нас новых методов и приемов работы. Одним из основных направлений этой работы является повышение продуктивности скота и птицы. Для этого необходимо использовать все достижения науки и техники, а также опыт передовых хозяйств.

Важнейшим фактором повышения продуктивности скота является улучшение кормления. Необходимо использовать высококачественные корма, обеспечивать животных полноценным витаминно-минеральным комплексом. Особое внимание следует уделять кормлению в период беременности и лактации, когда потребности животных в питании резко возрастают.

Немаловажную роль в повышении продуктивности скота играют ветеринарные мероприятия. Необходимо строго соблюдать правила профилактики заболеваний, своевременно выявлять и лечить болезни животных. Особое внимание следует уделять профилактике инфекционных заболеваний, которые могут привести к значительным потерям в хозяйстве.

Важным фактором повышения продуктивности скота является улучшение условий содержания животных. Необходимо обеспечить животных чистотой, сухостью, достаточным количеством свежего воздуха и света. Особое внимание следует уделять уходу за вымями у коров и коз, чтобы избежать мастита и других заболеваний.

В заключение хочется отметить, что повышение продуктивности скота и птицы является сложной задачей, требующей комплексного подхода. Необходимо использовать все возможности науки и техники, а также опыт передовых хозяйств, чтобы добиться высоких результатов в этой работе.

ДОЗИМЕТРИЧЕСКИЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ ИЗЛУЧАТЕЛЕЙ

Современная дозиметрия занимается решением следующих основных задач:

- 1) измерением активности радиоактивных препаратов;
- 2) измерением дозы ионизирующих излучений;
- 3) установлением соотношения между активностью препарата и создаваемой им дозой.

Активность препаратов измеряется в единицах кюри, доза излучений — в единицах рентген. Измерения активности и дозы успешно производятся при помощи детально разработанных и исследованных эталонных методов.

Для определения активности α - и β -активных препаратов применяются методы абсолютного счета числа частиц — калориметрический и электростатический. Несколько труднее измерить активность препаратов изотопов, распадающихся путем K -захвата; в этом случае приходится прибегать к счету числа квантов характеристического рентгеновского излучения.

Доза рентгеновских и γ -лучей измеряется с помощью воздушных ионизационных камер нормального типа, с точно известной величиной ионизационного объема. Доза потоков β -частиц определяется с помощью экстраполяционных ионизационных камер. Методика измерений дозы потоков α -частиц и нейтронов разработана еще недостаточно.

Установление соотношения между активностью препарата и создаваемой им дозой имеет весьма существенное значение, так как это соотношение позволяет рассчитать действие препарата при его использовании. В метрологической практике очень важным является применение радиоактивных препаратов для градуировки и проверки дозиметрической аппаратуры.

Можно отметить, что установление соотношения между активностью препарата и создаваемой им дозой связано с рядом серьезных трудностей. Ниже будут изложены некоторые соображения относительно препаратов изотопов, испускающих β - и γ -лучи.

Действительно, использование препарата радиоактивного изотопа возможно лишь в том случае, если имеются исчерпывающие данные о количестве и качестве испускаемых этим препаратом β -частиц и γ -квантов, т. е. известно так называемое «внешнее излучение» препарата. С другой стороны, если известна активность препарата и основные физические свойства изотопа, то можно найти полное излучение препарата. Отличие внешнего излучения от полного определяется поглощением излучения в самом препарате (самопоглощение), различных оболочках и т. п. Роль подобного поглощения зависит еще от спектральной чувствительности применяемой при работе с препаратом измерительной аппаратуры. Из сказанного вытекает, что соотношение между активностью и дозой зависит как от основных физических свойств изотопов, так и от свойств препаратов, т. е. размеров, плотности и химического состава вещества препарата, характера оболочек и др.

Таким образом, для получения дозиметрических характеристик излучателей необходимо рассмотреть две группы свойств этих излучателей — общие физические свойства изотопов и частные параметры конкретных излучателей, изготовленных для данного изотопа. Общие физические свойства изотопов позволяют установить соотношения между активностью и дозой (справедливые, однако, в предельном, идеализированном случае при отсутствии поглощения), а значения параметров излучателя — величину различных поправок (справедливую для определенных препаратов данного изотопа).

К числу основных физических характеристик, знать которые необходимо для дозиметрического описания излучателя, относятся максимальная и средняя энергия β -спектра, а в случае сложных β -спектров — число компонентов, их относительные интенсивности, максимальные и средние энергии отдельных компонентов. Само собой разумеется, что весьма полезно иметь данные о распределении энергии по β -спектру. Об γ -спектрах необходимо знать следующее: относительные интенсивности и длины волн отдельных спектральных линий и число γ -квантов на акт распада, а также число конверсионных электронов, что позволяет правильно переходить от измеренного числа β -частиц к числу актов распада в препарате. При длительной работе с препаратом необходимо, кроме того, иметь данные о периоде полураспада препарата и сведения относительно его радиологической чистоты.

Данные о β - и γ -спектрах и о числе конверсионных электронов исчерпывают физическую характеристику изотопа в тех пределах, в каких это необходимо для практической дозиметрии. По известной максимальной и средней энергиям β -спектра можно рассчитать дозу β -лучей и пространственное распределение дозы около излучателя. Знание спектра γ -лучей позволяет рассчитать γ -постоянную изотопа, дающую значение мощности дозы в рентгенах в час на расстоянии 1 см от препарата активностью в 1 мкюри.

Как известно, γ -постоянная может быть рассчитана по формуле:

$$\Gamma = \sum_i \frac{3,7 \cdot 10^{10} h\nu_i \eta_i (\tau + \sigma_{\beta})_i}{4\pi \cdot \epsilon \cdot 2,08 \cdot 10^9} \frac{\text{рентген}}{\text{час} \cdot \text{мкюри (см)}} \quad (1)$$

где $h\nu_i$ — энергия i -го кванта;

η_i — число i -х квантов на акт распада;

$(\tau + \sigma_{\beta})_i$ — коэффициент поглощения в воздухе квантов с энергией $h\nu_i$;

ϵ — средняя работа ионизации.

Перейдем к рассмотрению влияния перечисленных частных параметров излучателей на их дозиметрические характеристики. Определение активности не встречает затруднений при измерении тонких излучателей. В том случае, если поправка на самопоглощение не превышает 20%, ошибка в определении активности не превысит 3%. Необходимость того, чтобы толщина препарата была достаточно малой, очевидно, накладывает определенные условия на приемлемые для измерений значения удельной активности препаратов.

В табл. 1 приведены значения толщин препаратов, удовлетворяющие условию, что самопоглощение должно быть меньше 20%.

Толщины рассчитаны по соотношению:

$$\frac{1 - e^{-\mu l}}{\mu l} = 0,80, \quad (2)$$

где l — толщина препарата;

μ — коэффициент поглощения.

Соотношение (2) применяется для вычисления самопоглощения в препарате [1].

Приведенные значения толщины позволяют получить также и минимальное значение удельной активности препарата, при которой возможно достаточно точное определение его активности. Этот расчет основан на допущении, что наиболее благоприятным для измерений является диаметр источника в 1 см, а оптимальная скорость счета составляет 10—100 импульсов в сек.

При значениях удельной активности ниже, чем показанные в таблице, приходится брать более толстые источники, а это приводит к искажению результатов измерений из-за слишком большого самопоглощения излучения в препарате.

Таблица 1

Максимальная энергия β -спектров, кэВ	Допустимая толщина, мг/см ²	Минимальная удельная активность, кюри
0,155	1,6	10 ⁻⁶
0,2	2,7	
0,3	4	
0,4	6	
0,6	10	10 ⁻⁵
0,8	15	
1,0	20	
1,5	38	
2,0	65	10 ⁻⁴
3,0	140	

Если толщина препарата превышает значения, приведенные в табл. 1, или его удельная активность недостаточна, то вместо счетных трубок следует применять калориметрический метод измерения активности [2]. Для изотопов, средняя энергия β -спектров которых хорошо известна из спектроскопических определений, калориметрический метод может с успехом применяться при измерениях препаратов активностью в 1 мкюри и выше. При этом на размеры препарата и на значения его удельной активности практически никаких ограничений не накладывается. Для измерений препаратов с активностью в пределах 10⁻⁵ — 1 мкюри могут применяться сцинтилляционные счетчики и счетные трубки при малых значениях телесного угла. К сожалению, отмеченные выше затруднения, связанные с толщиной препаратов, в полной мере сохраняются.

Вопрос перехода от измеренного числа β -частиц к активности препаратов подробно рассмотрен в литературе [1, 3].

Основными методами измерений препаратов по γ -лучам являются: а) измерения рентгенметрами, в частности эталонной установкой с ионизационной камерой нормального типа; б) калориметрический; в) сравнение с препаратами радия по γ -излучению.

Калориметрический метод позволяет найти полное γ -излучение препарата. Если γ -спектр препарата известен, то этим методом можно определить также и абсолютную активность препарата. Измерения с помощью рентгенметров, а также сравнение препарата по γ -излучению с образцовым радиевым препаратом позволяет определить лишь внешнее γ -излучение препарата.

Из вышесказанного становится ясным, насколько важно проводить изучение препаратов всеми перечисленными методами. Действительно, применение одного какого-либо метода в общем случае дает или абсолютную активность, или внешнее излучение препарата. Сопоставление же всех методов измерений позволяет получить полную характеристику препарата. Это особенно существенно по той причине, что внешнее излучение вполне характеризует действие препарата в данных конкретных усло-

виях его использования, но часто не позволяет сделать какие-либо заключения относительно его действия при других условиях, например, при использовании измерительного устройства, имеющего другую спектральную чувствительность или при другой фильтрации излучения.

Следует отметить, что измерения γ -эквивалента препаратов в миллиграмм-эквивалентах радия по существу равноценны измерениям с помощью рентгенметров. Не представляет никакого труда перейти от результатов измерений одного из этих методов к другому, поскольку хорошо известно, что один миллиграмм радия при фильтре 0,5 мм платины на расстоянии в 1 см создает мощность дозы 8,4 рентгена в час.

Сопоставление данных измерений полного и внешнего излучений, т. е. данных калориметрических измерений и измерений рентгенметрами, позволяет получить не только величину самопоглощения в препарате, но также сделать ряд заключений относительно свойств препаратов. Определение абсолютной активности по результатам измерений рентгенметром возможно, если сделать определенные предположения относительно распределения активности по объему препарата (например, предположение о равномерном или слоистом распределении активности). Если при этом результаты измерений и расчетов совпадут, то значит высказанные предположения можно считать справедливыми.

Из всего вышеизложенного следует, что дозиметрические характеристики препаратов могут быть даны лишь в том случае, если предварительно будут изучены следующие основные физические свойства изотопов: максимальная энергия и форма β -спектра, длины волн и относительные интенсивности линий γ -спектров, число квантов на распад [2], период полураспада.

Для перехода от абсолютной активности или от полного излучения препарата к внешнему излучению необходимо знать его размеры, плотность и эффективный атомный номер вещества, из которого он состоит, плотность, толщину и химический состав его оболочки, а также спектральную чувствительность применяемой измерительной аппаратуры. При наличии всех этих сведений, в результате измерений перечисленными выше методами, можно решить не только все основные дозиметрические задачи, связанные с данным препаратом, но также рассчитать действие последнего при использовании его в иных условиях.

ЛИТЕРАТУРА

1. В. Бочкарев, И. Кеирим-Маркус, М. Львова, Я. Пруслин. Измерение активности источников бета- и гамма-излучений. М., АН СССР, 1953.
2. К. К. Аглинцев, Е. А. Хольнова. ДАН СССР, 98, 3, 1954, стр. 357.
3. Н. Г. Гусев. Труды по применению радиоактивных изотопов в медицине. Медгиз, 1953.

АБСОЛЮТНЫЙ СЧЕТ β -ЧАСТИЦ

(метод определенного телесного угла и метод «4 π -счетчика»)

Широкое применение радиоактивных изотопов в различных областях науки, техники, медицины вызывает необходимость разработки методов определения количества радиоактивных атомов по их излучению. В связи с этим развитие и усовершенствование методов абсолютного счета β -частиц приобретает особо важное значение.

В настоящее время существует несколько методов абсолютного счета β -частиц: calorиметрический, ионизационный, электростатический, β - γ - и γ - γ -совпадений, счета частиц в определенном телесном угле и в угле 4π . Остановимся на двух последних методах.

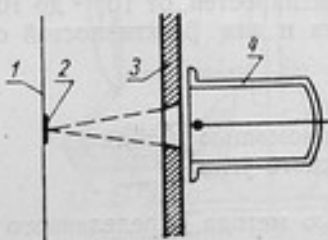


Рис. 1. Схема метода определенного телесного угла:
1 — пленка; 2 — источник; 3 — дивергентная диафрагма; 4 — счетчик

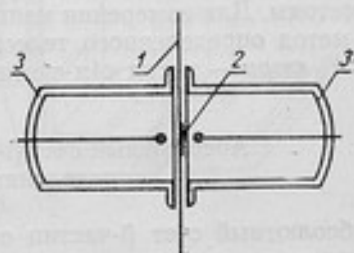


Рис. 2. Схема метода «4 π -счетчика»:
1 — пленка; 2 — источник; 3 — счетчик

Принцип метода счета β -частиц в определенном телесном угле очень прост. Радиоактивный источник на тонкой подложке (рис. 1) помещается перед счетной трубкой или перед сцинтилляционным счетчиком. β -частицы, летящие в пределах данного телесного угла Ω , достигают счетчика и регистрируются. Полное число β -частиц в угле 4π будет равно:

$$N = \frac{4\pi}{\Omega} N_1,$$

где N_1 — число β -частиц, заключенных в данном телесном угле Ω .

Однако для того, чтобы с помощью данного метода получить абсолютное число β -частиц, необходимо внести следующие поправки:

- 1) на самопоглощение и саморассеяние β -частиц в самом источнике;
- 2) на поглощение β -частиц в пленке окна счетчика;
- 3) на ослабление пучка β -частиц при прохождении через слой газа между источником и окном счетчика;
- 4) на рассеяние β -частиц от подложки, на которую нанесен источник;
- 5) на рассеяние β -частиц от окружающих источник предметов;
- 6) на просчет β -частиц из-за «мертвого времени» счетчика и конеч-

ной разрешающей способности регистрирующей радиотехнической установки;

7) на число электронов конверсии, если таковые имеются в β -спектре.

Введение этих поправок снижает точность данного метода, которая в лучшем случае достигает лишь 4—5%. Этим методом можно измерять β -активности порядка от 10^{-5} до 10^{-8} *кюри*.

Метод абсолютного счета β -частиц с помощью «4 π -счетчика» заключается в том, что сосчитываются все β -частицы, испускаемые данным радиоактивным источником в полном телесном угле 4 π . «4 π -счетчики» обычно состоят из двух счетчиков, между которыми помещается радиоактивный источник (рис. 2).

Для определения абсолютного числа β -частиц с помощью «4 π -счетчика» нужно внести всего лишь три поправки:

1) на поглощение β -частиц в пленке, на которую нанесен радиоактивный источник; эту поправку легко определить с помощью самого «4 π -счетчика»;

2) на самопоглощение β -частиц в самом источнике;

3) на просчет числа β -частиц из-за «мертвого времени» счетчика и конечной разрешающей способности регистрирующей радиотехнической установки.

Метод «4 π -счетчика» очень чувствителен и с его помощью можно измерять β -активности порядка от 10^{-8} до 10^{-10} *кюри* с точностью 1—2% и при достаточно тонком источнике.

Исходя из сказанного, для абсолютных измерений β -активностей в 10^{-5} *кюри* и выше наиболее удобны ионизационный и калориметрический методы. Для измерения меньших β -активностей, от 10^{-5} до 10^{-8} *кюри*, — метод определенного телесного угла и для β -активностей от 10^{-8} до 10^{-10} *кюри* — метод «4 π -счетчика».

Абсолютный счет β -частиц с помощью метода определенного телесного угла

Абсолютный счет β -частиц с помощью метода определенного телесного угла хотя и не позволяет получить высокую точность, но благодаря своей простоте и универсальности имеет большое распространение.

Однако, задача абсолютного счета β -частиц с помощью счетчика в определенном телесном угле очень усложняется, если необходимо достигнуть точности 2—4%. Основные трудности возникают в связи с тем, что β -частицы легко рассеиваются на большие углы, а также и вследствие того, что в непрерывном спектре β -частиц всех радиоактивных веществ всегда имеются β -частицы с малыми энергиями, которые легко поглощаются.

Как уже ранее указывалось, для получения абсолютного числа β -частиц методом определенного телесного угла необходимо внести все перечисленные выше поправки.

Стремление найти значения поправок, а также уменьшить их величину вызвало создание установки специальной конструкции для абсолютного счета числа β -частиц методом определенного телесного угла.

Установка (рис. 3) представляет собой латунную коробку 1, снабженную внутри прокладкой 2 из 1-миллиметрового алюминия. В передней части расположен цилиндрический счетчик 4, в боковой поверхности которого сделан большой вырез, закрытый тонкой коллодиевой пленкой 6 (толщиной 0,04 мг/см²). Счетчик окружен барабаном 5, имеющим девять окон; в восьми из них вставлены поглотители различной толщины. При помощи шлифа барабан вращается так, что перед окном счетчика можно поставить любой поглотитель. В середину установки вставляется тонкая коллодиевая пленка, в центре которой нанесен радиоактивный источник. Установка может быть наполнена различными смесями газов. Для умень-

шения рассеяния и поглощения β -частиц установка наполняется гелием (15—17 см рт. ст.) с добавлением небольшого количества паров этилового спирта (1,5—2 см рт. ст.), для того чтобы счетчик работал как самогасящий. Объемы счетчика и остальной части установки не разделяются.

Перейдем к рассмотрению способов учета поправок и уменьшения их величин.

1. Поправка на самопоглощение и на саморассеяние β -частиц в самом источнике будет тем меньше, чем более тонким будет источник. Для этого при изготовлении источника некоторое количество радиоактивного вещества равномерно распределяется на площади около 1 см²; однако беспредельно уменьшать толщину источника нельзя, так как это ограничено удельной активностью радиоактивного вещества.

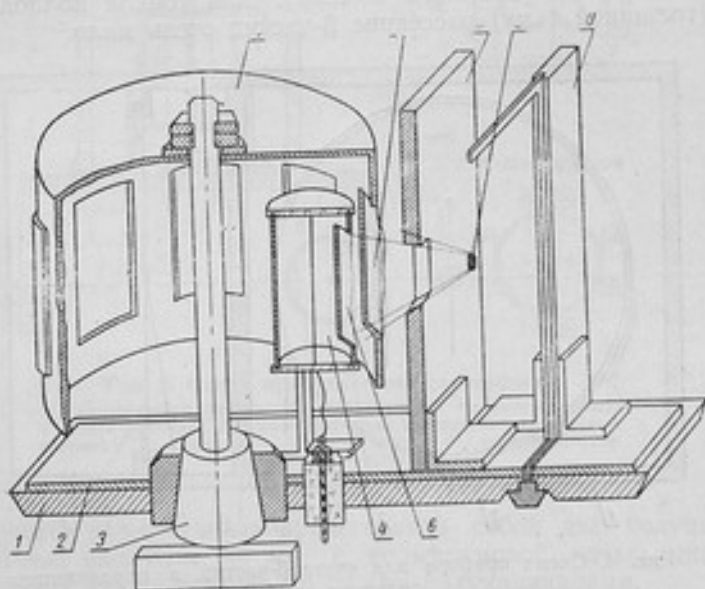


Рис. 3. Прибор для абсолютного счета β -частиц методом определенного телесного угла:

1 — крышка корпуса; 2 — прокладка из алюминия; 3 — шлиф для поворота барабана; 4 — счетчик; 5 — барабан; 6 — пленка на окне счетчика; 7 — пленка на окне барабана; 8 — диафрагма; 9 — источник; 10 — пленка для источника

2. Поправка на поглощение β -частиц в пленке окна счетчика также уменьшается при использовании тонких пленок (в нашем случае толщина была равна приблизительно 0,04 мг/см²).

3. Поправка на ослабление пучка β -частиц при прохождении слоя газа между источником и окном счетчика снижалась благодаря тому, что установка наполнялась гелием (с добавлением паров этилового спирта) под давлением 17—20 см рт. ст.

4. Поправка на рассеяние β -частиц от подложки, на которую нанесено радиоактивное вещество, уменьшалась за счет того, что радиоактивное вещество наносилось на тонкую коллодиевую пленку (толщина 0,1 мг/см²).

5. Поправка на рассеяние β -частиц от окружающих источников предметов была мала вследствие того, что источник расположен в середине пленки и вблизи него нет рассеивающих предметов (рис. 4). Рассеяние от латунных стенок снижалось за счет того, что внутри установка была выложена 1-миллиметровым листовым алюминием.

6. Поправка на просчет β -частиц уменьшается снижением числа считываемых β -частиц, сокращением «мертвого времени» счетчика и увеличением разрешающей способности радиотехнической схемы.

Поправки на самопоглощение β -частиц, на поглощение их в пленке окна счетчика и на ослабление пучка при прохождении через слой газа вносятся по методу экстраполяции к нулевой толщине. Для этого снимается кривая поглощения β -частиц данного источника; толщина поглотителя в первой точке кривой определяется как сумма следующих величин: половина толщины источника, толщина газа на пути β -частиц до окна счетчика и толщина пленки на окне счетчика. Экстраполируя по точкам кривой поглощения к нулевой толщине, мы тем самым вводим поправки на самопоглощение, на поглощение β -частиц в пленке окна счетчика и на ослабление пучка β -частиц при прохождении через слой газа, заполняющего установку.

Рассеяние β -частиц от подложки, как известно, зависит от ее толщины и материала (атомного номера). Для тонкой коллоидной подложки (толщиной 1 $\mu\text{к}$) рассеяние β -частиц очень мало.

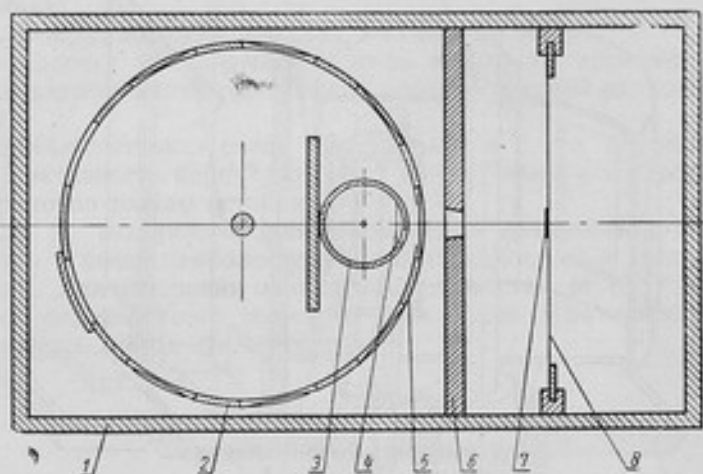


Рис. 4. Схема прибора для счета β -частиц в определенном телесном угле:

1 — корпус; 2 — барабан; 3 — счетчик; 4 — пленка на окне счетчика; 5 — пленка на окне барабана; 6 — диафрагма; 7 — источник; 8 — пленка

Влияние рассеяния β -частиц от подложки оценивалось следующим образом: измерялась скорость счета β -частиц от источника, равномерно распределенного на подложке толщиной в 1 $\mu\text{к}$. Затем толщину подложки последовательно увеличивали на 3 $\mu\text{к}$. Никакого изменения в скорости счета β -частиц в пределах статистической погрешности обнаружено не было.

Поправка на рассеяние β -частиц от окружающих источник предметов оценивалась для двух установок, имеющих различные расстояния между стенками. Для одного и того же источника в пределах статистической погрешности на обеих установках получились одинаковые результаты.

Поправка на просчет вводится по известной формуле:

$$N_u = \frac{N_c}{1 - \tau N_c},$$

где N_c — число сосчитанных β -частиц в единицу времени;
 N_u — число действительно прошедших через счетчик β -частиц;
 τ — «мертвое время» счетчика.

Разрешающая способность радиотехнической схемы была высока, так что просчеты определялись в основном лишь «мертвым временем» счетчика, которое было равно $2 \cdot 10^{-4}$ сек.

Метод абсолютного счета β -частиц с помощью «4л-счетчика»

На рис. 5 представлен разрез установки «4л-счетчика». Мы применяли установки двух различных конструкций. В первой «4л-счетчик» был составлен из двух почти полных цилиндрических счетчиков [1, 2] диаметром 40 мм и высотой 80 мм, между которыми помещался источник. Вто-

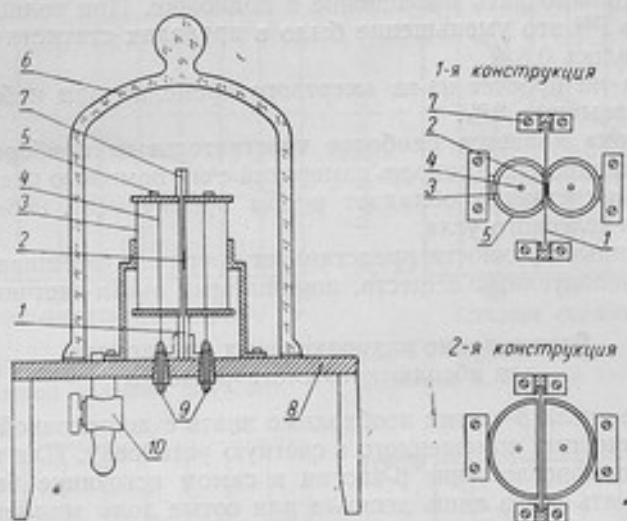


Рис. 5. Схема прибора с «4л-счетчиком»:

1 — алюминиевая фольга; 2 — активность; 3 — корпус счетчика; 4 — нить счетчика; 5 — полистироловая крышка; 6 — стеклянный колокол; 7 — стойка; 8 — латунный столик; 9 — полистироловые вводы; 10 — край

рая конструкция «4л-счетчика» представляла собой два полуцилиндра высотой 80 мм, радиусом 40 мм с вольфрамовой нитью диаметром 0,1 мм; источник также помещался между полуцилиндрами.

Охват полного телесного угла 4л этими двумя конструкциями «4л-счетчиков» проверялся как на β -счете, так и на α -счете; при этом в пределах погрешности измерений расхождений не наблюдалось. Однако у «4л-счетчика» первой конструкции наклон «плато» был меньше 1% на 100 в, в то время как размер плато у «4л-счетчика» второй конструкции был больше, но зато и наклон был больше — 1,5—2% на 100 в (рис. 6).

Плато «4л-счетчиков» снималось при помощи специальной радиотехнической установки, подающей на счетчик стандартное принудительное «мертвое время» для исключения ложных импульсов¹.

«4л-счетчик» помещался под стеклянный колпак, откачивался и наполнялся смесью этилового спирта (10%) и чистого аргона (90%); эта смесь была очень удобна в работе. Установка нового препарата, откачка и наполнение счетчика смесью аргон-спирта занимает лишь 20 мин.

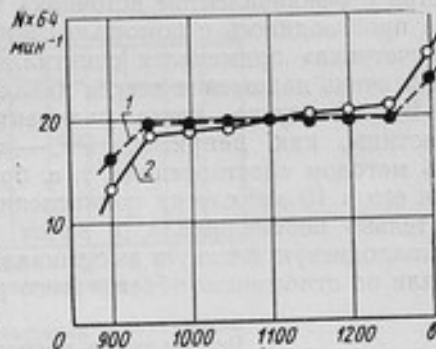


Рис. 6. Форма плато у «4л-счетчиков»: 1 — первая конструкция; 2 — вторая конструкция

¹ См. статью настоящего сборника, стр. 143.

Поправка на самопоглощение β -частиц для источников большой удельной активности ничтожно мала, так как можно взять источник толщиной порядка мкг/см^2 . Поправка на поглощение β -частиц в подложке, на которую нанесен источник, определялась следующим образом: измерялась β -активность в «4л-счетчике», затем источник заклеивался пленкой, толщина которой равнялась толщине подложки. Уменьшение числа β -частиц должно дать поглощение в подложке. При толщине пленки 0,7—1 мк для P^{32} это уменьшение было в пределах статистической точности и равнялось 0,5%.

Поправка на просчет из-за «мертвого времени» при небольших нагрузках не превышает 2%.

«4л-счетчик» является наиболее чувствительным прибором для измерения β -активностей. Точность измерений с его помощью равнялась 2%.

Метод «4л-счетчика» обладает рядом преимуществ перед методом определенного телесного угла.

Существенные трудности представляет операция взвешивания малых количеств радиоактивных веществ, помещаемых в «4л-счетчик».

Взвешивание радиоактивных препаратов для абсолютного счета β -частиц

При счете числа β -частиц необходимо знать с достаточной точностью количество вещества, помещенного в счетную установку. Для того, чтобы поправка на самопоглощение β -частиц в самом источнике была малой, необходимо брать всего лишь десятые или сотые доли миллиграмма радиоактивного вещества. Взвешивание такого малого количества обычным методом на микровесах с достаточной точностью произвести нельзя. Поэтому для определения количества радиоактивного вещества, испускающего кроме β -частиц γ -лучи, применялся следующий метод. Сравнивали γ -эквивалент источника с γ -эквивалентом другого большого количества радиоактивного вещества, так называемого реперного количества радиоактивного вещества. Вес реперного количества вещества выбирали около 10 мг , так что оно могло быть взвешено на микро- или торзионных весах с достаточной точностью. Обычно брали несколько реперных количеств (5—6), сравнивали их между собой и уже из них выбирали наиболее хорошо согласующиеся с другими.

Сравнение γ -эквивалента реперного количества радиоактивного вещества с γ -эквивалентом источника при методе определенного телесного угла производилось с помощью счетчика Гейгера-Мюллера; при методе «4л-счетчика» применялся сцинтилляционный счетчик. Метод γ -взвешивания очень надежен и всегда давал хорошие результаты.

В том случае, когда радиоактивное вещество испускало только β -частицы, как, например, P^{32} , — взвешивание источника производилось методом «растворения», т. е. брали около 10 мг фосфора и растворяли его в 10 см^3 слегка подкисленной дистиллированной воды, раствор тщательно перемешивали, а затем каплю раствора фосфора наносили на коллодиевую пленку и высушивали ее. Вес фосфора P^{32} в капле определяли по отношению объема всего раствора к объему капли.

Результат и погрешность измерений

Методом определенного телесного угла производились измерения абсолютного счета β -частиц Na^{24} , Cl^{34} , Ag^{110} , Sb^{124} и P^{32} . Кривые поглощения и экстраполяция к нулевой толщине приводятся на рис. 7, 8, 9, 10, 11.

Результаты по Sb^{124} и P^{32} хорошо согласуются с данными, полученными калориметрическим методом в нашей лаборатории [3].

Один и тот же источник P^{32} измерялся методом определенного телесного угла на двух приборах и через некоторое время методом «4л-счет-

чика». Все три результата в пределах погрешности измерений согласуются между собой.

Погрешность абсолютного счета β -частиц определяется по погрешностям отдельных измерений. Для метода определенного телесного угла погрешность состоит из следующих слагаемых.

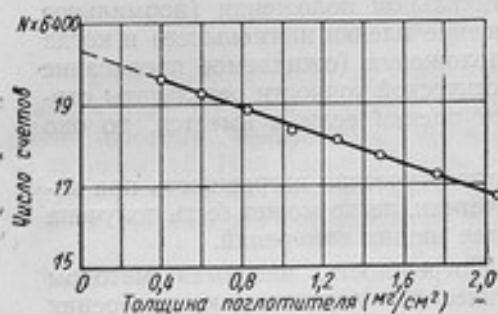


Рис. 7. Кривая поглощения и экстраполяции к нулевой толщине для Na^{24}

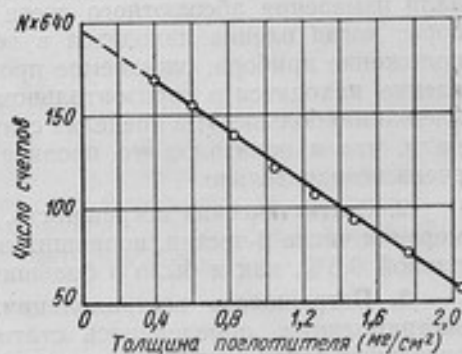


Рис. 8. Кривая поглощения и экстраполяции к нулевой толщине для Cs^{134}

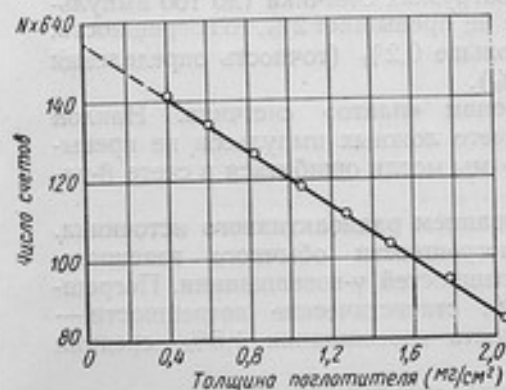


Рис. 9. Кривая поглощения и экстраполяции к нулевой толщине для Ag^{110}

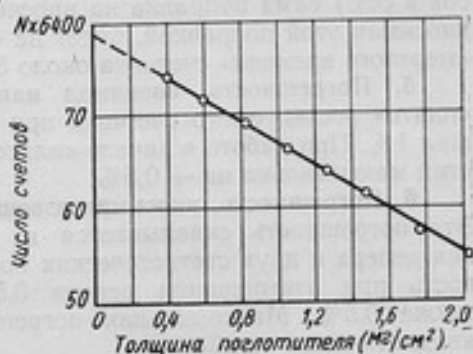


Рис. 10. Кривая поглощения и экстраполяции к нулевой толщине для Sb^{124}



Рис. 11. Кривая поглощения и экстраполяции к нулевой толщине для P^{32}

1. Погрешность измерения телесного угла. Для прибора № 1 максимальная погрешность в определении телесного угла составляла 3%, средняя квадратичная — 1,8%. Для прибора № 2 максимальная погрешность составляла 2,5%, средняя квадратичная — 1,5%.

Столь большая ошибка в определении телесного угла в основном объясняется сложностью измерения расстояния от источника до диафрагмы. Радиоактивный источник нанесен на тонкую коллодиевую пленку в ее центре. Эта пленка натянута на алюминиевую рамку, которая уста-

навливается в строго зафиксированном положении. Однако возможно провисание коллодиевой пленки из-за того, что она впитывает в себя этиловый спирт, находящийся в приборе. Чтобы уменьшить это провисание, коллодиевая пленка устанавливалась в приборе в вертикальной плоскости. Для выяснения величины эффекта провисания пленки мы сравнивали измерения абсолютного счета β -частиц при двух положениях прибора: когда пленка находится в вертикальном положении (нормальное положение прибора, ожидаемое провисание пленки наименьшее) и когда пленка находится в горизонтальном положении (ожидаемое провисание пленки наибольшее); в пределах статистической точности результаты совпали, что и показало, что провисание пленки если и имеется, то оно очень незначительно.

2. Статистическая погрешность. Статистическая погрешность при измерении числа β -частиц, попавших в счетчик, легко может быть получена равной 0,5%, как и было в большинстве наших измерений.

3. Погрешность экстраполяции. Погрешность, вносимая методом экстраполяции, определялась статистической погрешностью измерения отдельных точек кривой и наклоном кривой поглощения и лежала в пределах 0,6—1,5%.

4. Погрешность, вносимая при учете просчетов из-за «мертвого времени» счетчика. Если при небольших нагрузках счетчика (до 100 импульсов в сек.) сама поправка на просчет не превышает 2%, то погрешность, вносимая этой поправкой, будет не больше 0,2% (точность определения «мертвого времени» счетчика около 5%).

5. Погрешность, вносимая наклоном «плато» счетчика. Наклон «плато» исследуемого счетчика при учете ложных импульсов не превышал 1%. При работе в начале «плато» мы могли ошибиться в счете β -частиц максимально на +0,5%.

6. Погрешность, вносимая взвешиванием радиоактивного источника. Эта погрешность складывается из погрешности обычного взвешивания репера и двух статистических погрешностей γ -взвешивания. Погрешность при взвешивании репера 0,5%, статистические погрешности — также 0,5%. Максимальная погрешность взвешивания 1,5%, средняя квадратичная — 0,8%.

Суммарная погрешность для метода определенного телесного угла в зависимости от природы радиоактивного источника и применяемого прибора (№ 1 или 2) лежит в пределах от $-3,8\%$ до $+4,3\%$. Такая погрешность достигается при использовании тонких радиоактивных источников, у которых незначительно самопоглощение и саморассеяние. При измерении абсолютного счета β -частиц от толстых источников погрешность измерений возрастает до 10—20%.

В методе «4 π -счетчика» погрешность состоит из следующих слагаемых:

1) статистической погрешности, которая так же, как и в предыдущем случае, легко может быть сделана равной 0,5%;

2) погрешности, вносимой при учете просчетов из-за «мертвого времени», которая при небольших нагрузках не превышает 0,2%;

3) погрешности, вносимой при взвешивании радиоактивного источника, которая так же, как и в методе определенного телесного угла, равняется: максимальная — 1,5%, средняя квадратичная — 0,8%;

4) погрешности, вносимой наклоном плато «счетчика». Так как наклон плато «счетчика» не превышает 1% при использовании специальной радиотехнической установки, дающей принудительное «мертвое время» на счетчик (исключаются все ложные импульсы), то при работе в начале плато погрешность, вносимая его наклоном, не превышает +0,5%;

5) погрешности, вносимой в результате самопоглощения β -частиц и их поглощения подкладкой.

Поправка на поглощение в пленке и самопоглощение не превышает 0,5% для P^{32} (тонкий источник). Погрешность при введении этих поправок еще меньше и оценивается нами в 0,2%.

Суммарная погрешность при методе «4л-счетчика» для тонкого источника P^{32} равна $\begin{matrix} -1,8\% \\ +2,0\% \end{matrix}$.

Заключение

Сопоставление двух методов абсолютного счета β -частиц показывает, что метод «4л-счетчика» является более точным и в то же время более простым. Кроме того, он наиболее чувствителен к измерению β -активностей. При большой серии измерений β -активных веществ методом «4л-счетчика» можно легко проградуировать фабричный торцевой счетчик на каждый отдельный радиоактивный изотоп.

ЛИТЕРАТУРА

1. Б. Росси и Г. Штрауб. Ионизационные камеры и счетчики. И. Л., 1951.
2. R. Cohen. *Ann. Phys.*, 7, 185 (1952).
3. К. К. Аглинцев и Е. А. Хольнова. *ДАН СССР*, 98, 3, 1954, стр. 357.

ИЗОТЕРМИЧЕСКИЙ КАЛОРИМЕТР ДЛЯ ИЗМЕРЕНИЯ АКТИВНОСТИ β -ИЗЛУЧАТЕЛЕЙ

Калориметрические измерения полной энергии излучений радиоактивного изотопа могут быть использованы для определения абсолютной активности препарата; наиболее просты измерения препаратов, испускающих α - и β -частицы.

Для β -частиц, например, справедлива формула

$$W_{\beta} = N_0 \cdot \bar{E}_{\beta}, \quad (1)$$

где W_{β} — суммарная энергия β -частиц, выделяемая препаратом в 1 сек.;
 N_0 — число актов распада, происходящих в источнике в 1 сек.;

\bar{E}_{β} — средняя энергия β -частиц.

Формула (1) справедлива для изотопов, у которых испускание заряженной частицы не сопровождается испусканием γ -лучей. Потери энергии электронов на тормозное излучение могут быть рассчитаны с удовлетворительной точностью, и на них можно ввести необходимую поправку.

Ниже описывается изотермический азотный калориметр, созданный во ВНИИМ [1] и предназначенный для измерения активности чистых β -излучателей. Этот калориметр по конструкции несколько отличается от ранее описанного изотермического калориметра [2].

Источник вместе с некоторым количеством жидкого азота помещают в большой сосуд Дьюара. Тепло, выделяемое источником благодаря поглощению его β -частиц, испаряет жидкий азот. Объем получающегося в результате испарения газообразного азота, измеренный при некотором определенном давлении и комнатной температуре, является мерой количества тепла, выделенного препаратом за время измерения.

Описание β -калориметра

Калориметрическая установка (рис. 1) состоит из трех коаксиально расположенных сосудов Дьюара, выполненных из молибденового стекла, и регулировочно-измерительного устройства. Сосуд Дьюара E и является собственно калориметром. В него помещают исследуемый источник тепла и наливают примерно 12 см³ жидкого азота. Так как прибор предназначен для измерения β -излучения, то внутри него нет специального поглотителя. Поглощение β -частиц происходит в самом препарате, в жидком азоте, а также в стенках сосуда. Сверху сосуд закрывается шлифованной пробкой I , через которую пропущена тонкая трубка, отводящая газообразный азот к измерительному устройству.

Сосуд E помещается внутри сосуда F , имеющего несколько большие размеры. Находящийся в сосуде F жидкий азот поддерживает вокруг калориметра температуру, равную температуре внутри него. Этим самым исключается возможность тепловых утечек.

Сосуд F также закрывается плотно шлифованной пробкой H . То обстоятельство, что внутренний объем сосуда F не связан с атмосферой, позволяет регулировать в нем давление пара над жидкостью, а следова-

тельно, поддерживать нужную температуру азота, окружающего калориметр.

Через пробку сосуда *F* пропущены две трубки: одна отводит газообразный азот из калориметра, другая — из сосуда *F*. Благодаря этому пробки сосудов *E* и *F* жестко связаны между собой отводящей трубкой калориметра, так что в собранном виде сосуд *E* с помощью своей отводящей трубки оказывается подвешенным внутри сосуда *F*.

Внутри калориметра через пробки сосудов *E* и *F* проходят две вольфрамовые проволочки, по которым подводится напряжение к электрическому нагревателю, используемому для градуировки калориметра.

Сосуд *F* вместе с калориметром, в свою очередь, устанавливается внутри сосуда *G*, также заполненного жидким азотом. Этот сосуд служит для того, чтобы предотвратить чрезмерное поступление тепла во внутренние сосуды, так как тепло, приходящее извне, идет в основном на испарение азота из сосуда *G*. Этот сосуд установлен неподвижно в металлическом кожухе, укрепленном на деревянной подставке, а сосуд *F* вместе с сосудом *E* при помощи специального подъемного устройства может свободно опускаться и подниматься внутри сосуда *G*. Благодаря тому, что сосуды *F* и *E* закрыты специальными пробками, жидкости, находящиеся во всех трех сосудах Дьюара, не сообщаются между собой.

Для того чтобы привести калориметр в рабочее состояние, необходимо произвести сборку его составных частей, заключающуюся в следующем. Измеряемый препарат помещают в сосуд *E* и наливают в него нужное количество жидкого азота. После этого сосуд закрывают притертой пробкой *I*. В качестве смазки шлифованной поверхности пробки используется вакуумная замазка Апьезон, которая при низкой температуре замерзает и жестко скрепляет сосуд с пробкой.

В кольце подъемного устройства, подняв его предварительно до отказа вверх, устанавливают сосуд *F* и заливают его жидким азотом. Затем смазывают замазкой его шлифы, постепенно опускают в него сосуд *E* и закрывают сосуд *F* сверху пробкой *H*. После этого заливают азотом сосуд *G* и опускают в него с помощью подъемного устройства сосуд *F*. Такая процедура повторяется в каждой серии измерений с данным источником.

В сосудах *G* и *F* были оставлены непосеребренными два просвета, что позволило наблюдать за уровнями жидкости во всех трех сосудах и видеть, имеются ли утечки жидкости через шлифы, в случае, если сборка установки была не совсем герметичной.

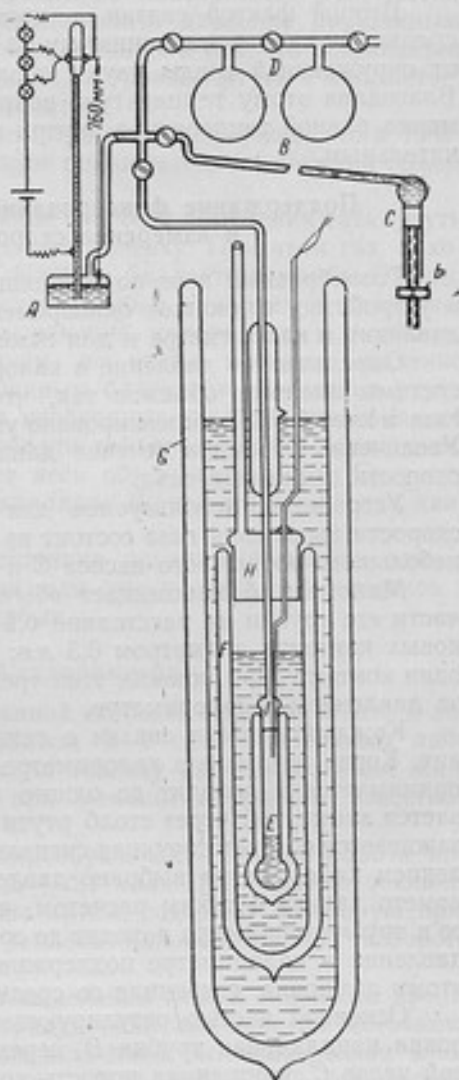


Рис. 1. Схема β-калориметрической установки

Точность измерения количества тепла, которая может быть достигнута на калориметре такого типа, определяется главным образом, двумя факторами.

Первый из этих факторов зависит от того, сохраняется ли строгая пропорциональность между количествами образовавшегося газа и тепла, выделенного в калориметре. Так как в калориметре давление пара, благодаря испарению азота, непрерывно растет, то будет повышаться и температура кипения жидкости. Следовательно, тепло источника будет расходоваться не только на испарение азота, но и на нагревание жидкости и стенок сосуда.

Чтобы исключить погрешность, вносимую температурными колебаниями, давление газообразного азота в калориметре во время измерений следует поддерживать постоянным в определенных пределах.

Второй фактор связан с поступлением теплоты из окружающей среды. Он сводится к минимуму за счет того, что калориметр изолируется от окружающей среды двумя оболочками, содержащими жидкий азот. Благодаря этому температура вокруг калориметра поддерживается примерно равной температуре внутри него, и теплообмен становится незначительным.

Поддержание фиксированного давления в калориметре и измерение скорости выделения газа

Газообразный азот по отводящей трубке поступает из калориметра в устройство, служащее одновременно для поддержания определенного давления в калориметре и для измерения скорости выделения газа.

Определенное давление в калориметре поддерживается с помощью системы внешних объемов так, что повышение его за счет выделения газа может быть компенсировано увеличением внешнего объема системы. Увеличение объема в течение данного промежутка времени определяет скорость выделения газа.

Устройство, используемое для регулировки давления и измерения скорости выделения газа состоит из манометра *A*, капиллярной трубки *B*, небольшого поршневого насоса *C* и балластных колб *D* (рис. 1).

Манометр *A* напоминает обычный чашечный барометр. В верхней части его трубки на расстоянии 0,2 мм друг от друга впаяны три платиновых контакта диаметром 0,3 мм; в нижней части трубки также впаян один контакт. При помощи этих трех контактов осуществляется контроль за давлением в калориметре.

Каждый контакт связан с сигнальной лампочкой и батареей питания. Когда давление в калориметре повышается, уровень ртути в трубке поднимается и доходит до одного из контактов. При этом цепь оказывается замкнутой через столб ртути в трубке манометра, благодаря чему зажигается соответствующая сигнальная лампочка. Так как рабочим давлением калориметра выбрано давление в 760 мм рт. ст., то ртуть в манометре залита с таким расчетом, что при указанном давлении уровень ее в трубке манометра доходит до среднего контакта. Во время измерений давление в калориметре поддерживается близким к 760 мм рт. ст., поэтому лампочка, связанная со средним контактом, все время мигает.

Основной частью регулирующего устройства является 90-сантиметровая капиллярная трубка *B*, переходящая затем в небольшой поршневой насос *C*, внутренняя полость которого заполнена ртутью. Капиллярная трубка предварительно была проградуирована, в результате чего был установлен объем одного деления шкалы капилляра, а также ее полный объем ($\sim 5 \text{ см}^3$).

Насос состоит из поршня, посаженного на металлический стержень с тонкой винтовой нарезкой. На стержень поршня навинчена гайка *b*, снабженная ограничителями, не допускающими ее движения вверх и вниз. Благодаря этому вращение гайки приводит в движение поршень насоса,

поднимая или опуская его. Когда поршень насоса находится в крайнем верхнем положении, ртуть из насоса уходит в связанную с ним капиллярную трубку и заполняет весь ее объем, когда же поршень опускается вниз, то вся ртуть из капилляра всасывается в насос.

Регулировка давления в калориметре осуществляется следующим образом. Если за счет испарения азота давление в калориметре повысится, то это сразу обнаруживается по загорающейся средней лампочке. Тогда вращением гайки поршень насоса плавно опускается, а следовательно, опускается и уровень ртути в капилляре и тем самым для поступившего газа освобождается некоторый объем. Таким способом давление газа в системе понижается, сигнальная лампочка гаснет, но через мгновение снова загорается, и вся процедура повторяется. Этот метод контроля за давлением позволяет поддерживать давление постоянным в пределах $\pm 0,1$ мм рт. ст. Удобство состоит также в том, что устраняется необходимость в визуальных наблюдениях за уровнем ртути в манометре, что весьма утомительно для экспериментатора.

Так как испарение азота в калориметре идет непрерывно, то в течение измерения уровень ртути в капилляре понижается, освобождая объем для поступающего газа.

Для того чтобы произвести измерение скорости выделения газа ртуть в капилляре *B* при помощи насоса доводят доверху. При этом газ, находящийся в капилляре, вытесняется в большие балластные колбы *D*, давление газа в которых поддерживается равным рабочему давлению калориметра. После этого кран, связывающий калориметр с колбами, закрывают и приступают к измерениям, во время которых давление в калориметре поддерживается постоянным благодаря опусканию ртути в капилляре. Затем определяют время, необходимое для выделения такого количества газообразного азота, которое при температуре 20° С и давлении 760 мм рт. ст. постепенно заполняет весь объем капилляра. Скорость выделения газа находят по объему капилляра и времени выделения данного количества газа.

В зависимости от мощности источника продолжительность одного измерения может колебаться от 5 мин. для самых сильных источников и до нескольких часов — для самых слабых.

Градуировка β -калориметра

Для того чтобы перейти от измеренной скорости выделения газа к количеству тепла, отдаваемому препаратом в 1 сек., необходимо либо знать с достаточной точностью скрытую теплоту парообразования жидкости, либо градуировать прибор при помощи источника известной мощности.

Известно, что скрытая теплота парообразования жидкого азота при давлении в 760 мм рт. ст. равна $47,6 \pm 0,1$ кал/г [3]. Однако технический жидкий азот, который мы обычно имеем, содержит некоторую примесь жидкого кислорода, скрытая теплота парообразования которого несколько отличается от 47,6 кал/г.

Переход от измеренной скорости выделения газа к мощности препарата осуществлялся в результате градуировки прибора по источнику известной мощности. В качестве такого источника был использован электрический нагреватель, представлявший собой небольшой эбонитовый каркас, на который была намотана манганиновая катушка. Эта катушка припаивалась к проволочкам, пропущенным сквозь пробки сосудов *E* и *F* внутрь калориметра, и погружалась в жидкий азот.

Пропуская по катушке токи различной силы, можно было наблюдать скорость выделения газа от источников различной мощности. Сопротивление нагревательной катушки и сила тока, протекающего через нее, определялись при помощи потенциометра. Измеряя потенциометром падение напряжения на градуировочной катушке и на образцовом сопро-

тивлении, последовательно с ней включенном, можно одновременно измерить сопротивление катушки и силу тока в ней. Сопротивление электрического нагревателя при температуре жидкого азота равнялось 527,6 ом. Зная сопротивление нагревательной катушки и силу протекающего через нее тока, можно с достаточной степенью точности определить мощность, развиваемую нагревателем в калориметре.

Результаты градуировки для двух различных серий измерений приведены на рис. 2.

Как видно из рисунка, градуировочная кривая представляет собой прямую линию. Это говорит о том, что скорость выделения газа линейно возрастает с увеличением мощности источника.

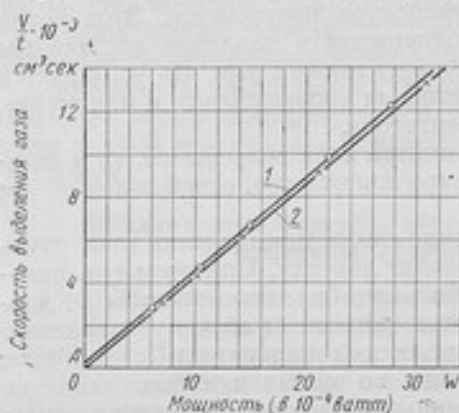


Рис. 2. Градуировочные кривые β-калориметра:
1 — 1-я серия измерений; 2 — 2-я серия измерений

Угол наклона градуировочной кривой дает коэффициент, который используется для перехода от скорости выделения газа к мощности источника, численно равный количеству газа, которое выделяет в 1 сек. источник мощностью в 1 вт. Эта величина равна 4,25 см³/сек. вт.

Уже первые исследования калориметра показали, что если продолжить градуировочную кривую в область малых энергий, то она идет не в начало системы координат, а пересекает ось ординат в некоторой точке А. Это указывает на наличие у калориметра некоторого теплового фона, обусловленного натеками тепла. Его величина после ряда усовершенствований не превышала 10⁻⁶ кал/сек.

Погрешность в измерении β-калориметром мощности источника

Мощность препарата или количество тепла, которое выделяет в 1 сек. изучаемый препарат в калориметре, определяется по измеренной скорости выделения газообразного азота и градуировочным данным. В результате градуировки было установлено, что источник мощностью в 1 вт дает 4,25 см³/сек газообразного азота, и что скорость выделения газа с увеличением мощности источника возрастает линейно. Следовательно, мощность в ваттах, развиваемая препаратом в калориметре W_x , находится из соотношения:

$$W_x = \frac{V}{t} : 4,25, \quad (2)$$

где V — объем выделившегося газообразного азота;
 t — время, в течение которого он выделился.

Погрешность, с которой газовый β-калориметр позволяет установить мощность изучаемого препарата, определяется в основном погрешностью измерения скорости выделения газа и погрешностью значения градуировочного множителя.

Первый из этих факторов обуславливается точностью определения объема капилляра и времени, в течение которого данный объем заполнится газом, а также степенью постоянства давления, при котором определяется объем выделившегося газа.

Объем капиллярной трубки и отдельных ее частей определялся методом взвешивания находящейся в ней ртути. Оказалось, что сечение капилляра вдоль его длины несколько неоднородно. Чтобы избежать ошибок, вносимых неоднородностью сечения капилляра, было решено всегда

работать с одним и тем же участком капилляра (от 0 до 71 см его длины). Объем этого участка был определен особенно тщательно и оказался равным $4,30 \pm 0,02 \text{ см}^3$.

Как уже указывалось ранее, во время измерений давление газа в калориметре поддерживалось постоянным в пределах $\pm 0,1$ мм рт. ст. Такие колебания давления в наихудшем случае вносят в измерение объема ошибку в $\sim 0,1\%$. На самом деле эта ошибка гораздо меньше, так как отсчет времени, в течение которого выделилось данное количество газа, всегда относят к одному и тому же давлению, при котором уровень ртути в манометре приходит в соприкосновение со средним контактом. При этом не обязательно знать абсолютную величину этого давления; важно, чтобы при всех измерениях, а также при градуировке это давление было одним и тем же.

Так как время, в течение которого идет измерение, обычно достаточно велико, то случайными ошибками, связанными с его измерением, можно пренебречь. Следовательно, погрешность измерения скорости выделения газа определяется, главным образом, ошибкой измерения объема газа, равной $0,5\%$. Если учесть также ошибки, вносимые самим процессом измерения и связанные с неточностью отсчета уровня ртути в капилляре и т. п., то общую погрешность измерения скорости выделения газа следует оценить в $0,6-0,7\%$.

Погрешность значения градуировочного переходного множителя можно также оценить. Этот множитель определялся из наблюдений скорости выделения газа от электрического нагревателя известной мощности, т. е.

$$j = \frac{V}{t} : PR, \quad (3)$$

где I — сила тока;

R — сопротивление электронагревателя.

Отсюда погрешность в измерении j будет складываться из погрешностей в измерении скорости выделения газа и мощности электронагревателя.

Скорость выделения газа, как было только что показано, определяется с погрешностью $\sim 0,7\%$. Мощность электронагревателя определяется в результате измерения сопротивления катушки и силы протекающего через нее тока. Каждая из указанных величин измерялась с помощью потенциометра с погрешностью $0,05\%$. Следовательно, погрешность определения мощности нагревателя не превышала $0,2\%$. Отсюда Δj — величина порядка $0,8-0,9\%$.

Максимальная ошибка определения калориметром мощности изучаемого препарата в процентах равна:

$$\Delta W_x = \Delta \left(\frac{V}{t} \right) + \Delta j = 1,6, \quad (4)$$

т. е. β -калориметр позволяет определить количество тепла, выделяемое препаратом в 1 сек., с погрешностью, не превышающей $1,5-1,6\%$.

Эта ошибка может быть несколько уменьшена, если определять объем капилляра не в абсолютных единицах (кубических сантиметрах), а в произвольных единицах, например, сантиметрах длины капилляра. Действительно, так как калориметр градуируется по источнику известной мощности, то вовсе не обязательно знать абсолютный объем капилляра. Важно, чтобы в этих произвольных единицах измерялся объем при градуировке и во время измерений. Неоднородность сечения капилляра значения не имеет, так как в каждом измерении получают одно и то же количество газа, занимающее объем капилляра от 0 до 71 см. В этом случае погрешность измерения мощности источника можно довести до 1% .

Заключение

Построенный азотный калориметр позволяет измерять источники тепла мощностью 10^{-5} кал/сек с погрешностью 1—1,6%. Измерив калориметром полную энергию препарата, выделяемую в форме β -частиц в 1 сек., легко перейти к активности препарата. Для этого необходимо знать среднюю энергию, приходящуюся на 1 β -частицу [формула (1)].

Погрешность, с которой калориметр позволяет определить активность чистых β -излучателей, будет складываться из погрешности измерения мощности препарата, а также точности, с которой известна средняя энергия β -частиц \bar{E}_β . Эта последняя для различных изотопов будет различной. У препаратов, имеющих простой β -спектр, \bar{E}_β известна с погрешностью в 2—3%. Для препаратов со сложным β -спектром \bar{E}_β известна с несколько меньшей точностью.

Из этого следует, что с помощью β -калориметра активность чистых β -излучателей может быть определена с погрешностью в 3—5%.

ЛИТЕРАТУРА

1. К. К. Аглинцев и Е. А. Хольнова, ДАН СССР, 98, 1954, стр. 357.
2. C. V. Cannon, G. H. Jenks. Rev. Sci. Instr., 21, 236 (1950).
3. Справочник по разделению газовых смесей. Госхимиздат, 1953.

ДИФФЕРЕНЦИАЛЬНЫЙ КАЛОРИМЕТР ДЛЯ ИЗМЕРЕНИЯ АКТИВНОСТИ ПРЕПАРАТОВ ПО ИХ γ -ИЗЛУЧЕНИЮ

Измерение теплового эффекта, вызываемого поглощением γ -лучей в калориметре, позволяет определить интенсивность γ -излучения радиоактивных препаратов в том случае, если выполняется одно из следующих условий:

а) достигается практически полное поглощение γ -лучей в теле калориметра;

б) γ -лучи в калориметре поглощаются не полностью, но известна доля их поглощения.

Осуществление каждого из указанных условий связано с рядом практических трудностей. Для обеспечения полного поглощения потребовалось бы создание калориметра с поглощающим слоем очень большой толщины, что, в свою очередь, имело бы следствием увеличение его размеров и значительное понижение чувствительности. Такие калориметры практически могут быть применены лишь для измерения препаратов с большой активностью, порядка десятков кюри.

Применение калориметров со сравнительно небольшим поглощающим слоем (неполное поглощение) позволяет значительно повысить их чувствительность и использовать для измерения препаратов с активностью в 10—100 раз меньшей. Однако облегчение экспериментальной процедуры измерения связано с возникновением трудностей расчетного характера, и поэтому подобные калориметры очень мало применяются в измерительной технике.

Все же отмеченные выше преимущества калориметров с неполным поглощением столь существенны, что нами были проделаны необходимые расчеты величины поглощения в них γ -лучей различных энергий.

Всего было построено четыре дифференциальных шаровых γ -калориметра, одинаковых по конструкции, но отличающихся друг от друга размерами. Наличие калориметров четырех размеров позволяло изучать в выгодных условиях препараты с γ -излучением в широком диапазоне энергий. Кроме того, измерение препаратов на нескольких независимых установках дает возможность контролировать результаты и, следовательно, повысить их точность.

Соотношение, связывающее измеренное калориметром тепло W_T , выделяемое препаратом в 1 сек., с числом актов распада в препарате N_0 , имеет следующий вид:

$$W_T = N_0 \left(\sum_i h\nu_i \eta_i \rho_i + \bar{E}_\beta \right), \quad (1)$$

где $h\nu_i$ — энергия испускаемых γ -квантов;

η_i — число γ -квантов данной энергии, проходящихся на один акт распада;

ρ_i — расчетное значение доли энергии данных γ -квантов, поглощаемой в калориметре;

\bar{E}_β — средняя энергия β -частиц.

В соотношении (1) суммирование производится по всем γ -линиям препарата.

Шаровые γ -калориметры

Каждый калориметр состоит из двух одинаковых свинцовых шаров (рис. 1), укрепленных на эбонитовой подставке. Внутри одного из шаров помещается исследуемый препарат, вызывающий нагревание шара. Раз-

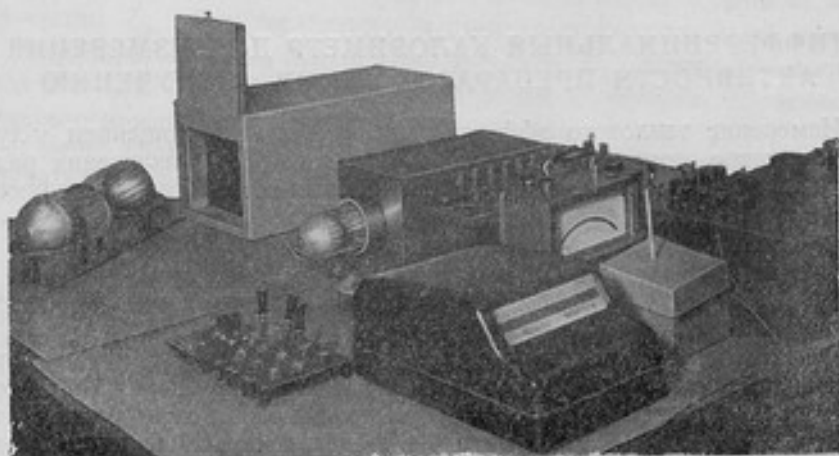


Рис 1. Общий вид γ -калориметра

ность температур между поверхностями шаров измеряется при помощи термобатареи, состоящей из ряда последовательно соединенных термопар. По отклонению гальванометра, включенного в цепь термопар, можно судить о количестве тепла, выделяемого препаратом в 1 сек. в шаре калориметра. Отсчет по гальванометру обычно производится после наступления в калориметре теплового равновесия, когда температура поверхности шара определяется только количеством выделяющегося в нем тепла в единицу времени.

В качестве материала для калориметра был выбран свинец, так как он является достаточно хорошим поглотителем γ -лучей и в то же время легко обрабатывается.

Основные характеристики калориметров приведены в табл. 1.

Таблица 1

№ калориметра	Наружный диаметр, см	Эффективная толщина поглощения, см	Вес каждого шара, г	Расстояние между шарами, см	Количество термопар
1	10	4,3	5944	19,5	24
2	7,0	2,8	2030	16,5	24
3	5,5	2,1	969	16,5	20
4	3,5	1,06	232	12,5	18

На рис. 2 изображена схема устройства калориметра. В корпусе свинцового шара *A* имеется цилиндрический канал, в который вставляется полая свинцовая втулка *B*. С наружной стороны втулка имеет небольшой паз, в котором уложена манганиновая катушка общим сопротивлением около 100 ом, используемая для подогревания шара при градуировке калориметра.

Внутри втулки имеется цилиндрическая полость диаметром 10 мм, в которую помещается исследуемый препарат, попадающий благодаря этому как раз в центр шара.

Чтобы обеспечить поглощение γ -лучей в шаре по всем направлениям, канал D снаружи закрывается свинцовой пробкой C .

На поверхности каждого шара имеются неглубокие отверстия F диаметром 1,2 мм и глубиной 1,5—2 мм, в которых помещаются спай медноконстантановых термопар.

Для того чтобы между шарами калориметра устанавливалась достаточная разность температур, необходимо, чтобы они были термически изолированы друг от друга и находились внутри термостатирующей оболочки. Шары должны крепиться на тонкой эбонитовой планке в специальных гнездах так, чтобы каждый шар соприкасался с планкой только тремя точками. Для уменьшения потерь тепла на лучеиспускание поверхность шаров полировалась, а затем покрывалась слоем серебра в 10 мк.

Для термостатирования калориметра № 1 служила оболочка из нескольких слоев дерева и листовой меди. Подобные многослойные оболочки позволяют сократить конвекционные потери.

Наблюдения показали, что выбранная для калориметра № 1 система термостатирования была достаточно хорошей и обеспечивала нужную степень постоянства нуля гальванометра, включенного в цепь термопар.

Способ термостатирования калориметров № 2, 3 и 4 несколько отличается от указанного выше. В качестве термостатов для этих калориметров использовались большие медные блоки. Эбонитовая планка, с укрепленными на ней шарами калориметра, вставляется в медную трубу, в которой предусмотрены специальные пазы. Затем труба вместе с калориметром помещается в цилиндрический канал медного блока и закрывается снаружи массивными пробками. Большая теплоемкость и значительная тепловая проводимость медного блока обеспечивают высокое постоянство нуля гальванометра. Система термостатирования с помощью медного блока является несколько более стабильной, чем система многослойных оболочек.

Градуировка калориметров

Градуировка γ -калориметров производилась с помощью нагревательных катушек, находящихся внутри шаров. Для этого по одной из катушек калориметра пропускали ток определенной величины, чем вызывали нагревание соответствующего шара калориметра. Через некоторый промежуток времени между калориметрами и окружающей его средой наступало тепловое равновесие; время достижения равновесия определялось размерами калориметра и состоянием его поверхности и было равно для калориметров № 1, 2, 3 и 4 соответственно 8, 4, 3 и 1,5 часам.

Так как при равновесии количество тепла, выделяемое нагревателем в 1 сек., равно количеству тепла, испускаемому калориметром за тот же промежуток времени, то разность температур между шарами, достигнув

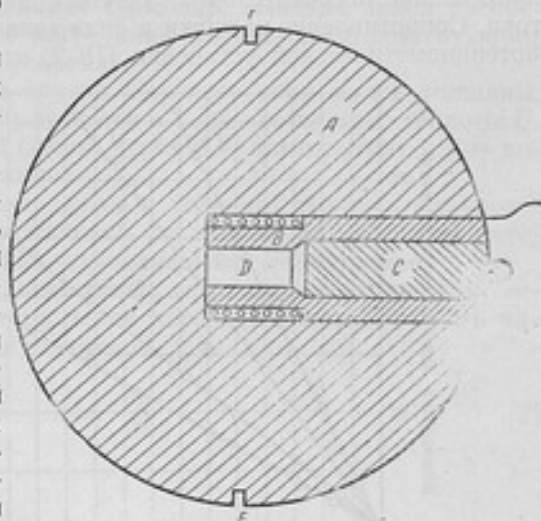


Рис. 2. Внутреннее устройство шара γ -калориметра

некоторого значения, остается практически постоянной; определенной величине энергии, выделяемой в калориметре, должно соответствовать определенное значение отклонения гальванометра.

Количество тепла, выделяемое в шаре нагревательной катушкой, можно определить с достаточной степенью точности (0,2%), измерив сопротивление нагревательной катушки и силу протекающего через нее тока. Сопротивление катушки и сила тока в ней определялись с помощью потенциометрической установки ПВ-2, изготовленной заводом «Эталон».

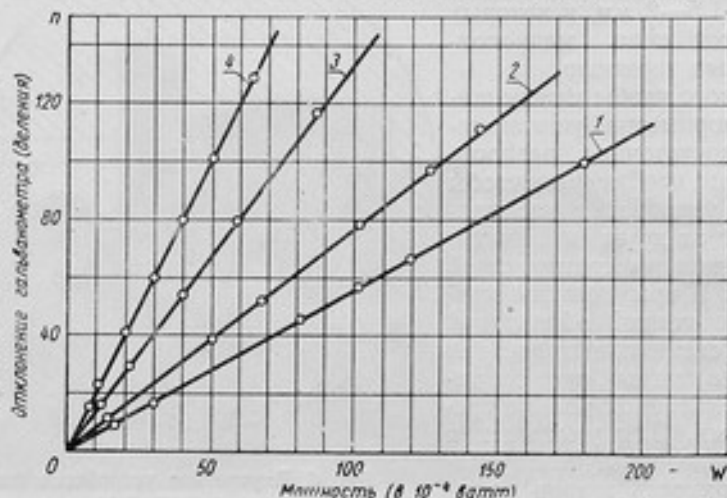


Рис. 3. Градуировочные кривые γ -калориметров: кривые 1, 2, 3 и 4 относятся, соответственно, к калориметрам № 1, 2, 3 и 4

Для каждого калориметра снималась градуировочная кривая, дающая зависимость отклонения гальванометра в цепи термпар от величины энергии, выделяемой в калориметре нагревательной катушкой в 1 сек.

На рис. 3 приведены градуировочные кривые, из которых видно, что с увеличением мощности источника, находящегося в калориметре, отклонение гальванометра растет линейно.

Найденные в результате градуировки чувствительности калориметров (т. е. отклонение гальванометра в цепи термпар при выделении в калориметре мощности в 1 вт) равны соответственно:

$$j_1 = 5,48 \cdot 10^3 \text{ мм/вт}; \quad j_2 = 7,58 \cdot 10^3 \text{ мм/вт}; \\ j_3 = 13,3 \cdot 10^3 \text{ мм/вт}; \quad j_4 = 19,6 \cdot 10^3 \text{ мм/вт}.$$

Следует отметить, что условия выделения тепла в калориметре в случае применения препарата (когда поглощение γ -излучения происходит по всему объему шара) и в случае использования электронагревателя (когда тепло выделяется в определенной области шара) — несколько различны.

Однако это не вносит ошибки в градуировку калориметра, так как после наступления теплового равновесия температура поверхности шаров, вблизи которой расположены термпары, определяется только мощностью источника, независимо от того, каким образом она выделяется. Более подробно это будет изложено ниже.

Можно еще отметить, что нагревание шара калориметра без препарата за счет поглощения γ -лучей, выходящих из шара с препаратом, во всех случаях значительно меньше 1%.

Тепловой режим калориметра

Как уже указывалось ранее, в данных исследованиях нагревание калориметра под действием γ -лучей сравнивалось с нагреванием под дей-

ствием тока. Условия выделения тепла при этом оказались несколько различными: нагревание под действием γ -лучей происходит по всему объему шара, хотя по мере удаления от препарата интенсивность γ -лучей убывает; выделение же тепла под действием тока происходит внутри объема катушки.

Для того, чтобы выяснить, в какой степени различие условий выделения тепла сказывается на показаниях термопар, выведем закон распределения температуры в шаре при нагревании его постоянно действующим источником в соответствующих условиях.

Предположим сначала, что внутри шарового слоя малой толщины, в результате нагревания током выделяется в 1 сек. количество теплоты Q . Обозначим через R радиус всей сферы, через θ — температуру и k — коэффициент теплопроводности материала.

Так как все измерения производятся в условиях теплового равновесия между калориметром и окружающей его средой, то нас будет интересовать случай, соответствующий установившейся температуре.

В стационарных условиях, когда тепло, создаваемое источником, непрерывно отводится наружу, поток тепла через любую поверхность радиуса r будет равен мощности источника Q , т. е.

$$Q = -k4\pi r^2 \frac{\partial \theta}{\partial r}, \quad (2)$$

откуда

$$\theta_r = \frac{Q}{4\pi k} \frac{1}{r} + C.$$

Температура наружной поверхности шара

$$\theta_R = \frac{Q}{4\pi k R} + C. \quad (3)$$

На основании последних двух соотношений находим:

$$\theta_r - \theta_R = \frac{Q}{4\pi k} \left(\frac{1}{r} - \frac{1}{R} \right). \quad (4)$$

Когда на поверхности твердого тела происходит теплообмен с газовой средой, имеющей температуру θ_0 , то потеря тепла с единицы поверхности в единицу времени пропорциональна разности температур поверхности и газа, т. е.

$$dQ = h (\theta_R - \theta_0) dS dt, \quad (5)$$

где h — постоянная, зависящая от состояния тела и его поверхности, называемая коэффициентом теплообмена;

θ_R — температура поверхности шара.

Так как в стационарных условиях шар теряет в окружающее пространство все то количество теплоты Q , которое в нем выделяется, то

$$Q = 4\pi R^2 h (\theta_R - \theta_0). \quad (6)$$

Здесь рассматривается изменение температур, поэтому можно положить $\theta_0 = 0$. Тогда

$$Q = 4\pi R^2 h \theta_R. \quad (7)$$

Связав соотношение (3) с граничным условием (7), находим выражение для постоянной C :

$$C = \frac{Q}{4\pi R} \left(\frac{1}{Rh} - \frac{1}{k} \right).$$

Следовательно, распределение температур в шаре при действии постоянного источника мощности Q имеет вид:

$$\theta_r = \frac{Q}{4\pi k} \frac{1}{r} + \frac{Q}{4\pi R} \left(\frac{1}{Rk} - \frac{1}{k} \right). \quad (8)$$

Перейдем теперь к случаю, когда выделение теплоты происходит по всему объему сферы. Предположим, что в шаре радиуса R около центра находится источник, выделяющий в форме γ -лучей в 1 сек. энергию I_0 . Общее количество теплоты, выделяемое в сфере радиуса r благодаря поглощению γ -лучей, будет равно:

$$Q_r = \eta \int_0^r \frac{I_0}{4\pi r^2} e^{-\mu r} \cdot \mu \cdot 4\pi r^2 dr = \eta I_0 (1 - e^{-\mu r}), \quad (9)$$

где μ — линейный коэффициент поглощения γ -лучей;

η — коэффициент, учитывающий, что часть энергии излучения, поглощенного в сфере, может выйти из сферы в виде рассеянного излучения.

Общее количество теплоты, выделяемое γ -лучами в сфере в 1 сек., равно:

$$Q_R = \eta I_0 (1 - e^{-\mu R}).$$

В стационарных условиях поток теплоты через любую сферу радиуса r при $0 < r < R$ равен:

$$-k4\pi r^2 \frac{\partial \theta}{\partial r} = Q_r = \eta I_0 (1 - e^{-\mu r}) \quad (10)$$

На поверхности шара имеет место граничное условие:

$$Q_R = \eta I_0 (1 - e^{-\mu R}) = 4\pi R^2 h \theta_R,$$

т. е. аналогичное выражению (7).

Из этого следует, что температура поверхности шара определяется только общим количеством тепла, выделяемого в шаре в 1 сек. Поэтому θ_R при нагревании шара током и γ -источником такой же мощности будет одинаковой.

Решая уравнение (10), можно получить распределение температуры внутри шара при нагревании его γ -лучами:

$$\theta_r = \frac{\eta I_0}{4\pi k} \left(\frac{1}{r} + \int_0^r \frac{e^{-\mu r}}{r^2} dr \right) + B, \quad (11)$$

и следовательно

$$\theta_r - \theta_R = \frac{\eta I_0}{4\pi k} \left(\frac{1}{r} - \frac{1}{R} \right) - \frac{\eta I_0}{4\pi k} \int_r^R \frac{e^{-\mu r}}{r^2} dr. \quad (12)$$

Изменение разности температур $\theta_r - \theta_R$ в зависимости от величины r , полученное по формулам (4) и (12) для калориметра № 1, приведено на рис. 4. Как видно из рисунка, при объемном выделении теплоты по мере приближения к центру шара температура нарастает медленнее, чем в случае, когда источник сосредоточен в центре шара.

В соответствии с тем, что поверхностные температуры при выделении теплоты в центральной области сферы и в случае применения объемного источника такой же мощности, будут одинаковы, спай термомпар

$\theta_r - \theta_R$

(в произвольн. ед.)

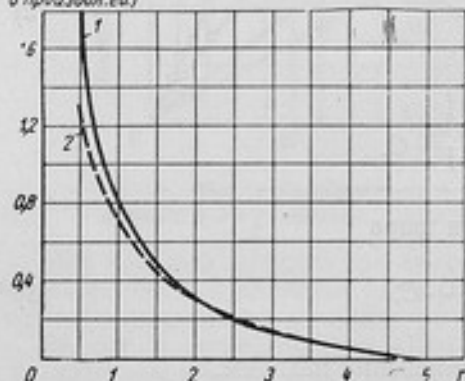


Рис. 4. Ход изменения температуры в шаре при точечном 1 и распределенном 2 источниках тепла

следует располагать по возможности ближе к наружной поверхности шаров.

В условиях эксперимента спай термопар находились на расстоянии около 1 мм от поверхности, что не вносило сколько-нибудь заметной ошибки в результаты измерений.

Расчет поглощения γ -лучей в шаровых калориметрах

Для того чтобы перейти от измеренной энергии γ -лучей, поглощенной в калориметре, к активности препарата в числах актов распада в единицу времени, нужно с достаточной степенью точности знать, какая доля энергии γ -излучения поглощается в калориметре и, в конечном счете, превращается в тепло.

В соотношении (1) коэффициент p_1 определяет ту часть энергии γ -квантов $h\nu_i$, которая поглощается в калориметре.

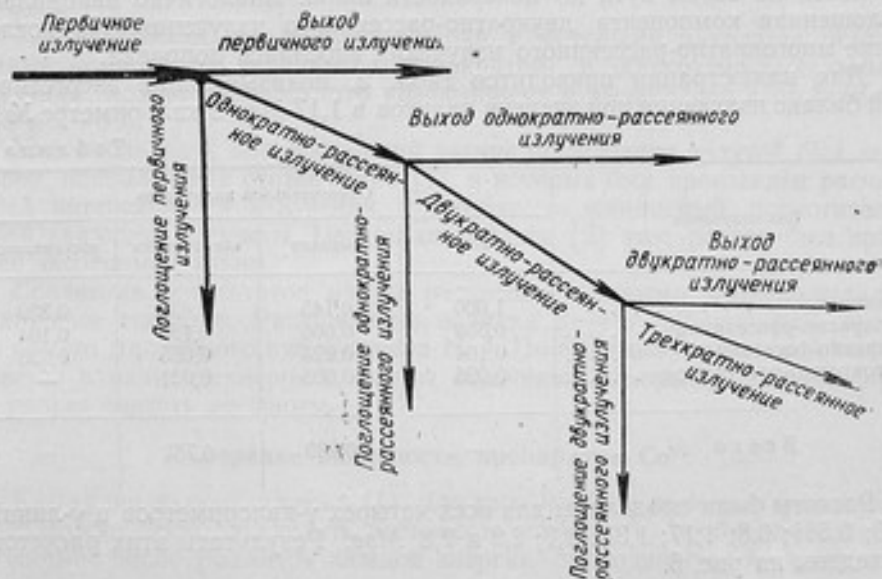


Рис. 5. Схема перераспределения энергии γ -излучения в поглотителе

Определение коэффициента p_1 для γ -излучения, проходящего через толстые слои поглотителя, — задача весьма сложная, строгое аналитическое решение которой вряд ли возможно из-за трудности учета поглощения рассеянных γ -лучей. Различными методами можно получить лишь приближенные решения для определенных частных случаев.

В настоящей работе расчет поглощения выполнен для системы, обладающей сферической симметрией.

Для вычисления p_1 был принят метод расчета, позволяющий выяснить действительное распределение энергии первичного излучения между выходящей, поглощенной и рассеянной компонентами первичного, однократно- и двукратно-рассеянных излучений.

Сказанное можно иллюстрировать следующей схемой (рис. 5). Из источника, находящегося в центре шарового поглотителя, выходят γ -кванты с энергией $h\nu_i$ общей интенсивностью I_0 . Часть этих γ -квантов проходит поглотитель без взаимодействия с его веществом, часть их поглощается и часть рассеивается, составляя однократно-рассеянное излучение.

В дальнейшем рассматривается лишь рассеянная компонента первичного излучения, так как она, проходя поглотитель, перераспределяется между выходящей, поглощенной и рассеянной компонентами. Определив

каждую из компонент первичного, однократно- и двукратно-рассеянного излучений, можно получить картину того, как распределяется энергия γ -излучения при прохождении через калориметр. Поглощенная калориметром энергия γ -лучей будет складываться из поглощенных первичного, однократно- и двукратно-рассеянных излучений.

Нами были выведены точные выражения для поглощенных компонент первичного и однократно-рассеянного излучений и приближенное — для двукратно-рассеянного.

Расчеты производились численным интегрированием. Для этого весь путь первичного излучения от источника в центре шара до его поверхности делился на 10 частей. Затем рассчитывалось рассеянное излучение, возникающее в элементе объема около каждой такой части. Принимая во внимание угловое распределение рассеянных γ -лучей, находим, какое поглощение и рассеяние испытывает рассеянное излучение от каждой такой части на своем пути до поверхности шара. Аналогично находилась поглощенная компонента двукратно-рассеянного излучения. На поглощение многократно-рассеянного излучения вносилась поправка.

Для иллюстрации приводится табл. 2, показывающая энергетический баланс излучения при энергии квантов в 1,17 Мэв в калориметре № 2.

Таблица 2

Вид излучения	Относительное количество			
	всего	выходит	поглощается	рассеивается
Первичное	1,000	0,145	0,496	0,359
Однократно-рассеянное	0,359	0,066	0,189	0,104
Двукратно-рассеянное	0,104	0,023	0,055	0,026
Многократно-рассеянное	0,026	0,005	0,021	—
Всего	—	0,239	0,761	—

Расчеты были проделаны для всех четырех γ -калориметров и γ -линий в 0,3; 0,511; 0,8; 1,17; 1,33; 1,7; 2,2 и 2,8 Мэв. Результаты этих расчетов приведены на рис. 6.

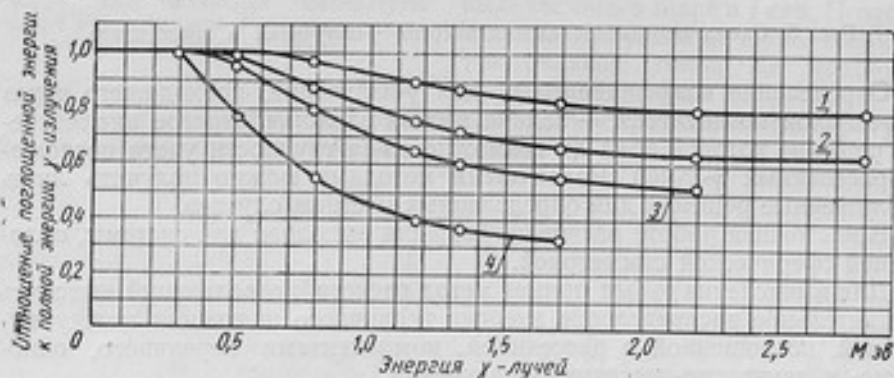


Рис. 6. Кривые поглощения γ -лучей различных энергий в калориметрах: 1 — при диаметре калориметра 10 см; 2 — при диаметре 7 см; 3 — при диаметре 5,5 см; 4 — при диаметре 3,5 см

Как видно из кривых, значения коэффициента p от точки к точке меняется плавно. Приведенные кривые позволяют получить с достаточной точностью величину поглощения γ -лучей для любой промежуточной энергии.

Достоинством указанного метода расчета является то, что он позволяет реально оценить ошибки расчета. Как видно из табл. 2, основной

вклад в суммарную поглощенную энергию вносит поглощенная компонента первичного излучения $I_{0\text{погл}}$. Погрешность, с которой она определяется, будет зависеть только от точности знания линейных коэффициентов поглощения и эффективной толщины поглотителя. Учет этих погрешностей показывает, что $I_{0\text{погл}}$ может быть определена с погрешностью в 1—1,5%.

Поглощенную компоненту однократно-рассеянного излучения находили с несколько большей погрешностью, так как ее значение определялось в результате численного интегрирования. Анализ ошибок, вносимых численным интегрированием, позволяет считать, что $I_{1\text{погл}}$ определяется с погрешностью 2—2,5%.

Более грубо находилась поглощенная компонента двукратно-рассеянного излучения. Но так как она составляет примерно 7% от суммарной поглощенной энергии, то в конечный результат это вносит ошибку менее 0,5%.

Таким образом, анализируя ошибки, с которыми находятся поглощенные компоненты первичного, однократно- и двукратно-рассеянных излучений, можно показать, что коэффициент p вычислялся с погрешностью в 2—3%.

Уже после того, как настоящий расчет поглощения γ -лучей был выполнен, появился ряд статей Фано [1], в которых был произведен расчет общей интенсивности излучения, проходящего свинцовый поглотитель любой заданной толщины. Несколько позднее [2] этот расчет был проверен экспериментально.

Сравнение результатов наших расчетов с данными Фано показали их хорошее согласие. Расхождение порядка 3—4% наблюдалось лишь для самого маленького калориметра № 4. По-видимому, причиной этого является влияние размеров и формы источника, который в данном случае нельзя считать точечным.

Измерение активности препаратов Co^{60}

Как видно из соотношения (1), для того, чтобы с помощью γ -калориметра можно было определить активность препарата, необходимо знать абсолютное число γ -квантов каждой энергии, приходящихся на один акт распада.

Числа γ -квантов на акт распада известны лишь для ограниченного числа радиоактивных изотопов, у которых обычно известна схема распада. Это обстоятельство в настоящее время несколько ограничивает использование γ -калориметра, как прибора для измерения активности препаратов.

Однако нами было показано [3], что комбинация из измерений препарата в β - и γ -калориметрах позволяет определить и активность препарата и числа γ -квантов на акт распада при условии, если известны относительные интенсивности γ -линий изучаемого изотопа.

С помощью имеющихся γ -калориметров было произведено измерение активности препаратов Co^{60} .

Радиоактивный изотоп Co^{60} имеет достаточно изученную схему распада. β -распадом он превращается в Ni^{60*} , который испускает два γ -кванта в каскад с энергиями 1,17 и 1,33 Мэв.

Мы имели в своем распоряжении два препарата Co^{60} . Число распадов в препарате N_0 находится из соотношения:

$$N_0 = \frac{W_T}{\sum_i h\nu_i x_i p_i + E_\beta} = \frac{n}{jE} \quad (13)$$

где W_T — количество тепла, которое выделяет препарат в 1 сек. в калориметре, определяемое как частное от деления отклонения гальванометра n на чувствительность калориметра j .

Коэффициент p_i , полученный в результате расчета для γ -квантов Co^{60} и для различных калориметров, приведен в табл. 3.

Таблица 3

$h\nu, \text{ Мэв}$	Степень поглощения в калориметре			
	№ 1	№ 2	№ 3	№ 4
1,17	0,897	0,761	0,648	0,400
1,33	0,876	0,723	0,610	0,370

В данных табл. 3 учтено поглощение излучения только в веществе калориметра. Однако некоторая часть излучения поглощается также в самом препарате.

Так как измеренная калориметром энергия W_T включает также энергию, поглощенную в препарате, то для получения правильного значения активности величину этого поглощения в препарате необходимо также учитывать.

В настоящей работе поглощение γ -излучения в источнике определялось численным способом для каждого препарата отдельно.

Метод вычислений заключался в следующем. Внутри препарата, а также на его поверхности выбирали ряд точек; вычисляли, какое поглощение в источнике в среднем (в полном телесном угле) испытывают γ -лучи, выходящие из этих точек, на своем пути до поверхности цилиндра. По точкам строили графики, показывающие, как меняется величина поглощения γ -лучей, выходящих из разных точек выбранного направления в источнике. Затем на основании этих графиков находили поглощенную препаратом долю излучения, как результат усреднения по всему цилиндрическому источнику. Найденные в результате подобного подсчета величины самопоглощения в источнике даны в табл. 4.

Таблица 4

$h\nu, \text{ Мэв}$	Самопоглощение, %	
	в препарате I	в препарате II
1,17	0,075	0,059
1,33	0,073	0,058

Приведенные значения справедливы в пределах $\pm 5\%$.

Самопоглощение в препаратах Co^{60} находилось также и экспериментально, путем измерения их в азотном γ -калориметре. Найденные в результате опыта величины самопоглощения отличаются от расчетных всего на 4%.

Если в препарате поглощается часть излучения p_i° , а в шаре калориметра — p_i , то истинное поглощение будет равно не просто их сумме, а

$$P_{i \text{ ист}} = p_i^\circ + (1 - p_i^\circ) p_i. \quad (14)$$

Используя найденную таким образом величину поглощения γ -лучей, а также результаты измерения в калориметрах, мы определили активность препаратов Co^{60} (табл. 5).

Таблица 5

№ препарата	Активность в кюри на 10.111.54 г., полученная на калориметре				
	№ 1	№ 2	№ 3	№ 4	средняя
I	0,438	0,427	0,432	0,429	0,432
II	1,80	1,78	1,78	1,81	1,79

Как видно из таблицы, результаты, полученные с помощью γ -калориметров разной величины, хорошо совпадают между собой. Самое большое расхождение, даваемое калориметрами № 1 и 2, не превышает 3%.

Так как результаты измерений, полученные на разных калориметрах, имеют одинаковое достоинство, то за наиболее вероятное значение активности следует принять среднее арифметическое, приведенное в последнем столбце таблицы.

Оценка погрешностей измерения активности препаратов γ -калориметром

Так как абсолютная активность измеряемого препарата N_0 находится из формулы (13), то относительная погрешность, с которой γ -калориметр позволяет определить N_0 , будет складываться из:

а) погрешности самого процесса измерения, определяемого разбросом значений n ;

б) погрешности, связанной с определением чувствительности калориметра j ;

в) погрешности в значении той части энергии излучения E , которая в среднем поглощается в данном калориметре на один распад.

Первые две из указанных погрешностей следует, очевидно, отнести к разряду случайных, третья же является, по-видимому, систематической, связанной с выбором метода расчета поглощения γ -лучей в калориметре, а также точностью, с которой выполнены все вычисления.

Следует указать, что погрешность расчета поглощения γ -лучей является преобладающей среди погрешностей, перечисленных выше. Однако строгое определение погрешности расчета весьма затруднительно, так как нет точных формул, определяющих величину поглощения. На основании анализа точности определения поглощения первичного, однократно- и двукратно-рассеянных излучений можно дать лишь оценку максимальной погрешности расчета поглощения.

Исходя из этих соображений, нецелесообразно погрешность определения активности препарата ΔN_0 давать в форме вероятной или средней квадратичной погрешности. Имеет смысл говорить лишь об оценке максимальной, или предельной погрешности, с которой γ -калориметр позволяет определить активность препарата.

Рассмотрим отдельно каждую из трех указанных погрешностей, определяющих погрешность N_0 .

Погрешность, вносимая самим процессом измерений, определяется в основном ценой деления шкалы гальванометра, постоянством нуля и чувствительности гальванометра, внешним тепловым воздействием и другими влияниями. Величину этой ошибки можно определить, анализируя ряд отдельных измерений одного и того же препарата.

Например, на калориметре № 2 в разное время был проделан ряд измерений препарата № 1 Co^{60} . Среднее значение отклонения гальванометра было равно 38,4 м.м. Средняя величина отклонения от среднего арифметического составляла 0,3 м.м. Отсюда находим относительную погрешность отсчета Δn ; она равна 0,7—0,8%.

Чувствительность калориметра j определялась в результате градуировки, производившейся при помощи нагревательной катушки, помещенной внутри калориметра. Измерив сопротивление катушки и силу тока в ней при помощи потенциометра ПВ-2, можно определить мощность, развиваемую катушкой в калориметре, с погрешностью 0,1—0,2%. Соответствующее этой мощности отклонение гальванометра определяется, как указывалось выше, с погрешностью 0,7—0,8%. Следовательно, чувствительность калориметра j может быть найдена с погрешностью в 0,8—1,0%.

Как уже говорилось, максимальная погрешность, с которой вычисляется величина поглощения γ -лучей в калориметре, не превышает 3%. Обоснование этой цифры было приведено выше.

Таким образом, максимальная относительная погрешность определения активности препарата N_0 (в процентах) с помощью отдельного γ -калориметра равна:

$$\Delta N_0 = \Delta n + \Delta j + \Delta \bar{E} = 4 - 4,5. \quad (15)$$

Если измерения производятся на нескольких независимых γ -калориметрах, точность результата может быть несколько улучшена. При измерениях на всех четырех калориметрах относительная погрешность среднего результата может быть доведена до 3—3,5%.

Активность препаратов Co^{60} на основании измерений в четырех калориметрах составляет:

$$N_0^I = (0,432 \pm 0,013) \text{ кюри};$$

$$N_0^{II} = (1,790 \pm 0,054) \text{ кюри}.$$

Полученные значения были сверены с результатами измерения этих же препаратов на двух независимых установках (ионизационной камере с высоким давлением, воспроизводящей рентген в области γ -лучей, и ионизационной шаровой камере) и совпадали с ними в пределах 4—5%.

ЛИТЕРАТУРА

1. U. Fano. Nucleonics 11, № 8, p. 8 (1953); № 9, p. 55 (1953).
2. C. Garrett a. G. N. White. Phys. Rev., 95, 889 (1954).
3. К. К. Аглинцев и Е. А. Хольнова. ДАН СССР, 98, 1954, стр. 357.

ИССЛЕДОВАНИЕ ЭТАЛОННОЙ УСТАНОВКИ ДЛЯ ИЗМЕРЕНИЙ γ-ЭКВИВАЛЕНТОВ РАДИОАКТИВНЫХ ПРЕПАРАТОВ

Для количественной характеристики γ-излучателей применяются два способа, один из которых заключается в сравнении препарата по γ-излучению с образцовым препаратом радия, второй — в указании мощности дозы (в рентгенах в час), создаваемой данным препаратом на расстоянии 1 см или 1 м.

В первом случае результат измерений дает γ-эквивалент препарата (в грамм- или миллиграмм-эквивалентах радия), который определяется следующим образом: γ-эквивалент препарата равен грамм-эквиваленту радия, если его γ-излучение в тождественных условиях измерения создает такую же ионизацию, как и 1 г радия, находящийся в радиоактивном равновесии с короткоживущими продуктами распада и заключенный в фильтр из платины толщиной в 0,5 мм.

Связь между указанными выше способами характеристики γ-излучателей определяется тем, что 1 г радия, находящийся в равновесии с короткоживущими продуктами распада и заключенный в фильтр из 0,5 мм платины, создает на расстоянии 1 м мощность дозы 0,84 р/час.

Способ характеристики γ-излучателей указанием их γ-эквивалентов получил очень широкое распространение. Это объясняется высокими качествами образцовых препаратов радия, несложностью их получения и хранения и высокой точностью относительных измерений ионизации под действием γ-излучения.

К сожалению, существенным недостатком этого способа является зависимость результата измерений от условий измерения, т. е. от способа измерения, размеров и конструкции детектора γ-излучения, а также материала, из которого он изготовлен, взаимного расположения препарата и детектора, ширины используемого пучка γ-лучей и особенно фильтрации γ-излучения. В силу этих обстоятельств переход от результатов измерений γ-эквивалента к активности довольно труден и может быть сделан с удовлетворительной точностью лишь в некоторых частных случаях. Тем не менее данные относительных измерений оказываются весьма полезными для решения ряда практических задач и поэтому развитие методики точных измерений γ-эквивалентов является очень важным.

Таким образом, задача точных измерений γ-эквивалента в грамм-эквивалентах радия требует наличия эталонных и образцовых радиевых препаратов и установки для измерения ионизационных токов.

В основу измерений положены вторичные международные эталоны радия № X и XI. В табл. 1 приведены их основные параметры.

Для обеспечения измерений γ-эквивалентов в диапазоне 1—1000 мг-экв. радия необходимо располагать набором образцовых препаратов с различным содержанием радия. С целью уменьшения величины различных поправок рекомендуется производить сравнение препаратов в условиях, когда отношение содержания радия в них не превышает $10:3 \approx 3,3$. Поэтому для сравнения необходимо иметь набор образцовых препаратов из 1, 3, 10, 30, 100, 300 мг радия. Для каждого из шести ука-

занных значений желательны иметь по два образца с соотношением содержания радия от 1,2 до 2; это может быть полезно для проверки работы измерительной установки.

Таблица 1

№ эталона	Размеры ампулы, мм			Вес соли, мг	Содержание радия-элемента на 1955 г., мг
	толщина	диаметр	длина		
X	0,27	3,5	29	44	29,38
XI	0,27	3,2	28	22	14,28

Из этого вытекает, что сила тока в ионизационной камере под действием γ -излучения измеряемого препарата составит величину от 10^{-10} до 10^{-16} а/см² при условии, что расстояние от препарата до камеры заключено в пределах 3—80 см.

В национальных метрологических лабораториях некоторых стран применяются измерительные установки различных типов, описанные в ряде работ [1, 2, 3]. Нами применяется описанная ранее [4] компенсационная установка. Ниже приводятся результаты исследования методики измерений на этой установке и анализ погрешностей.

Выбор параметров установки

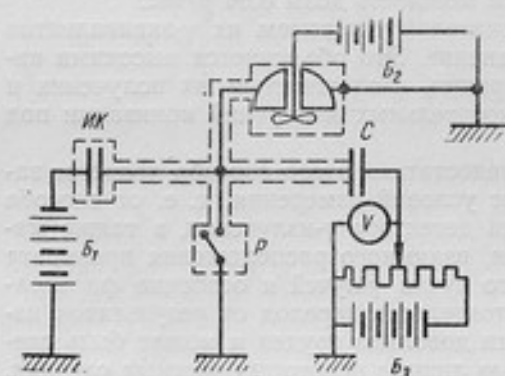
Применяемая нами компенсационная установка состоит из шаровой ионизационной камеры и компенсационной схемы с квадрантным электрометром для измерения слабых электрических токов. Камера представляет собой два свинцовых шара, расположенных концентрически друг относительно друга и имеющих толщину стенок 20 мм и внутренние диаметры 120 и 200 мм, соответственно. Измеряемый препарат помещается в центре внутреннего шара, так что стенки его фильтруют γ -излучение. Расстояние от препарата до ионизационного объема составляет около 8 см.

Основаниями для выбора камеры шарового типа с толстыми стенками послужили следующие причины:

а) возможность измерять γ -излучение в телесном угле 4л и тем самым избежать заметной ошибки из-за изменения телесного угла при смещении препарата;

Рис. 1. Схема компенсационной установки для измерений γ -эквивалентов:

ИК — ионизационная камера; B_1 и B_2 — батареи питания ионизационной камеры и электрометра; B_3 — источник напряжения компенсации; V — вольтметр; P — реле; C — конденсатор



б) уменьшение влияния различия в толщине стенок ампул, в которые заключены образцовые и измеряемые препараты радия, и влияния самопоглощения γ -излучения в соли радия.

В ионизационных камерах данных размеров сила тока, создаваемого препаратами с содержанием радия от 1 до 1000 мг, составляет величину от $2 \cdot 10^{-11}$ до $2 \cdot 10^{-8}$ а, т. е. лежит в области, легко доступной для точных измерений.

Для измерения силы ионизационных токов нами применяется компенсационная схема с квадрантным электрометром и набором образцо-

вых конденсаторов постоянной емкости с воздушным диэлектриком. Преимущества компенсационных схем общеизвестны. Эти схемы позволяют свести до минимума влияние утечек, изменения чувствительности электрометра, влияние емкостей электрометра и соединительных проводов, а также устраняют необходимость знания величин последних.

Для работы в компенсационной схеме наиболее подходящим прибором является квадрантный электрометр. Хотя его емкость довольно велика, но этот недостаток окупается очень высокой чувствительностью к напряжению и стабильностью в работе. Чувствительность примененного нами экземпляра составляла величину порядка 500 делений на 1 в. Так как в процессе измерений на компенсационной схеме на образцовый конденсатор подается напряжение от 1 до 50 в, то чувствительность электрометра практически совершенно достаточна для обеспечения необходимой точности измерений силы тока.

Схема установки приведена на рис. 1. Соединения между камерой, конденсатором и электрометром осуществляются при помощи проводников, пропущенных через металлические заземленные трубки, залитые внутри парафином. Такое соединение устраняет возможность утечек зарядов через воздух вследствие его ионизации.

Методика измерений

Принятая методика измерений на компенсационной схеме заключается в следующем. Перемещая движок потенциометра при заземленных квадрантах электрометра устанавливают некоторый потенциал U на обкладке конденсатора C . Затем с помощью реле P отключают заземление электрометра. Притекающие от камеры заряды начинают заряжать электрометр, и его подвижная система приходит в движение. После того, как скорость перемещения светового указателя по шкале приобретает постоянное значение, в момент прохождения указателя через какое-либо определенное деление A шкалы, пускают в ход секундомер и одновременно, передвигая движок потенциометра, начинают уменьшать потенциал U . При этом световой указатель возвращается к нулевому делению шкалы. Затем подбирают такую скорость перемещения движка потенциометра, при которой нарастание потенциала измерительных квадрантов, вызванное накоплением зарядов от камеры, компенсировалось бы уменьшением потенциала на конденсаторе. При этом световой указатель будет оставаться на месте, около нулевого деления шкалы. Когда потенциал U снизится до нуля, электрометр опять начинает заряжаться и, когда его указатель проходит через то же самое деление A , производится отсчет времени. Если время компенсации равно t , то значение силы измеряемого тока I (если оно не менялось за это время) определяется из соотношения

$$I = \frac{CU}{t}. \quad (1)$$

Таким образом, получаем значения I_x и I_0 ионизационных токов от измеряемого и образцового препаратов.

Если значения I_x и I_0 не содержат систематических погрешностей, то γ -эквивалент измеряемого препарата определяется из соотношения

$$A_x = A_0 \frac{I_x}{I_0}. \quad (2)$$

В компенсационной схеме имеют место следующие рассмотренные ранее [4] источники систематических погрешностей.

1. Естественное рассеяние в камере, вызванное различными радиоактивными загрязнениями материала камеры и помещения, космическими лучами и утечками через изоляцию камеры.

2. Утечки между обкладками образцового конденсатора из-за несовершенства их изоляции или чрезмерной влажности в помещении. Величина этого тока утечки пропорциональна разности потенциалов между обкладками конденсатора.

3. Утечки между обкладками конденсатора вследствие ионизации воздуха под действием излучения измеряемого препарата, космических лучей или из-за радиоактивных загрязнений материала конденсатора. Величина этого тока утечки, как и предыдущего, измеряется при отключенной от схемы ионизационной камере, но с находящимся в ней измеряемым препаратом. Ток утечки через воздух зависит от активности препарата и при напряжениях на конденсаторе 1—2 v достигает насыщения.

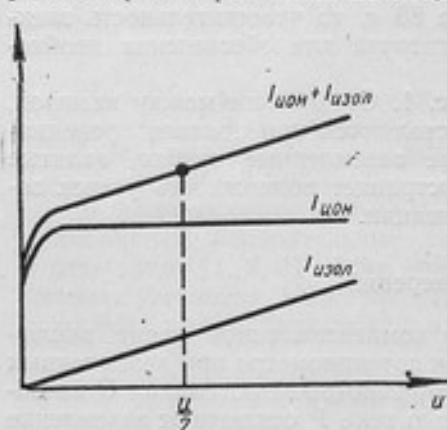


Рис. 2. Зависимость силы тока утечки в конденсаторе от величины компенсирующего напряжения

Таким образом, измеряемое значение тока утечки через конденсатор включает в себя ток утечки через воздух и ток утечки через изоляцию. Поэтому оно будет меняться с изменением компенсирующего напряжения, приложенного к конденсатору. На рис. 2 изображена полученная экспериментально зависимость силы тока утечки в конденсаторе от величины компенсирующего напряжения. Значение силы тока утечки вследствие ионизации получено вычитанием тока утечки через изоляцию из суммарного тока утечки.

Так как в процессе компенсации компенсирующее напряжение уменьшается от величины U до 0, то поправку на утечку следует брать не при значении U , а при некотором промежуточном значении; без существенной ошибки можно брать эту поправку при напряжении $\frac{U}{2}$.

4. Утечки вследствие ионизации воздуха внутри электрометра. Эти утечки не сказываются сколько-нибудь заметно на результатах измерений.

5. Утечки через изоляцию измерительной пары квадрантов электрометра. Эти утечки, равно как и утечки через изоляцию камеры и соединительных трубок, в компенсационной схеме сведены к минимуму тем, что в процессе измерения потенциал указанных частей схемы весьма близок к нулю.

Кроме перечисленных погрешностей при относительных измерениях активности на компенсационной схеме имеется еще ряд систематических погрешностей, к описанию методов исключения которых мы и перейдем.

Систематические погрешности, возникающие в процессе компенсации

Процесс измерений на компенсационной схеме в значительной степени определяется режимом работы электрометра. В нерабочем состоянии измерительные квадранты электрометра заземлены и подвижная система (бисквит) находится в положении равновесия. При отключении земли от квадрантов с помощью реле P (рис. 1) на электрометр начинают приходить заряды от ионизационной камеры, и бисквит приходит в движение. Уравнение движения бисквита [5] имеет следующий вид:

$$K \frac{d^2\varphi}{dt^2} = -D\dot{\varphi} - e \frac{d\varphi}{dt} + AU_0U, \quad (3)$$

где K — момент инерции бисквита;
 e — коэффициент трения при движении бисквита;
 φ — угол отклонения бисквита;

D — вращающий момент упругой силы подвеса на единицу угла;

U_0 — потенциал бисквита;

U — потенциал измерительной пары квадрантов.

При этом имеет место следующее равенство:

$$U = \frac{It}{C} - \frac{AU_0}{C} \varphi; \quad A = \frac{a^2}{2\pi b}$$

где C — сумма емкостей квадрант-бисквит, квадрант-квадрант и квадрант-нить;

a — полудлина бисквита;

δ — расстояние между бисквитом и квадрантом.

Тогда уравнение (3) принимает вид:

$$K \frac{d^2\varphi}{dt^2} + \varepsilon \frac{d\varphi}{dt} + \left(D - \frac{A^2 U_0^2}{C} \right) \varphi = \frac{AU_0 It}{C} \quad (4)$$

В начальный момент (при $t=0$) $\varphi=0$ и $\frac{d\varphi}{dt}=0$.

Введем сокращенные обозначения:

$$\frac{\varepsilon}{K} = 2p; \quad \frac{1}{K} \left(D + \frac{A^2 U_0^2}{C} \right) = b^2; \quad k = \frac{AU_0}{C} \quad (5)$$

Вид общего интеграла существенно зависит от постоянных p и b .

При $p^2 < b^2$:

$$\left. \begin{aligned} \varphi &= e^{-pt} \left[\frac{2pk}{b^4} \cos \omega t + \frac{k}{\omega} \frac{p^2 - \omega^2}{b^4} \sin \omega t \right] + \frac{kt}{b^2} - \frac{2pk}{b^4} \\ \frac{d\varphi}{dt} &= \frac{k}{b^2} - e^{-pt} \left[k \frac{p^2 + \omega^2}{b^4} \cos \omega t + \frac{pk}{\omega} \frac{p^2 + \omega^2}{b^4} \sin \omega t \right] \\ \omega^2 &= b^2 - p^2 \end{aligned} \right\} \quad (6)$$

При $p^2 > b^2$:

$$\left. \begin{aligned} \varphi &= e^{-pt} \left[\frac{(p+q)^2}{2qb^4} k e^{qt} - \frac{(p-q)^2}{2qb^4} k e^{-qt} \right] + \frac{k}{b^2} \left(t - \frac{2p}{b^2} \right) \\ \frac{d\varphi}{dt} &= e^{-pt} \left[\frac{(p+q)^2 (q-p)}{2qb^4} k e^{qt} + \frac{(p-q)^2 (q-p)}{2qb^4} k e^{-qt} \right] + \frac{k}{b^2} \\ q^2 &= p^2 - b^2 \end{aligned} \right\} \quad (7)$$

При $p^2 = b^2$:

$$\left. \begin{aligned} \varphi &= e^{-pt} \left(\frac{kt}{b^2} + \frac{2k}{b^2} \right) + \frac{k}{b^2} \left(t - \frac{2}{b} \right) \\ \frac{d\varphi}{dt} &= \frac{k}{b^2} - e^{-pt} \left(\frac{kt}{b} + \frac{k}{b^2} \right) \end{aligned} \right\} \quad (8)$$

Первое решение дает затухающее периодическое движение, второе и третье решения соответствуют аperiodическому движению. Последнее является более желательным при использовании электрометра в компенсационной схеме.

Согласно принятой методике измерений, отсчет времени начинается с момента прохождения световым указателем определенного деления A шкалы. Графически процесс компенсации изображен на рис. 3, где по оси абсцисс отложено время, причем начало компенсации обозначено t_1 , конец — t_2 , а по оси ординат — смещение указателя от нулевого деления. При этом предполагается, что движение бисквита аperiodическое. Следует заметить, что хотя компенсация начинается в момент t_1 , указатель успевает пройти несколько дальше за деление A (до деления B), прежде чем начнется его обратное смещение к нулевому делению.

Очевидно, что когда указатель находится на нулевом делении или вблизи него, т. е. потенциал измерительных квадрантов и соединенных

с ними частей схемы равен нулю или близок к нему, утечки через изоляцию этих частей практически отсутствуют. Однако, если указатель не находится на нулевом делении, утечки будут иметь место, и их величина будет тем больше, чем дальше находится указатель от нулевого деления, и чем дольше длится это отклонение. Можно предположить, что величина заштрихованной площади (рис. 3) является мерой величины утечек.

Кроме того, величина утечек может зависеть от скорости движения подвижной системы (бисквита) электрометра. Рассмотрим два случая компенсации: при медленном и при быстром движении бисквита. Если в том и в другом случаях начало и конец отсчета времени происходят в момент прохождения указателя через одно и то же деление A шкалы, то, очевидно, что доля времени $t_2 - t_1$, в течение которого потенциал из-

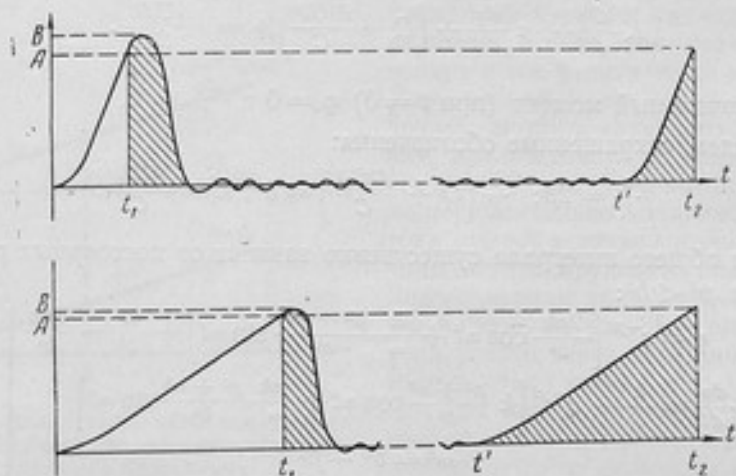


Рис. 3. Схема движения бисквита электрометра в процессе компенсации.

мерительных квадрантов отличен от нуля, будет больше при медленном движении. В течение времени $t_2 - t_1$ заряды будут частично стекать через изоляцию, уменьшая тем самым величину измеряемого тока. Поэтому для накопления на электрометре заряда определенной величины потребуется несколько большее время.

Для проверки этих предположений были проделаны специальные измерения ионизационных токов от двух разных препаратов, которым соответствовали различные скорости движения бисквита электрометра, а именно: 4 и 20 делений в секунду. Точки начала компенсации A в том и в другом случаях брались на 10, 70 и 250 делениях, считая от нулевого положения указателя электрометра. В табл. 2 приведены полученные при этом значения времени компенсации (в секундах).

Таблица 2

γ-эквивалент препарата, мг-экв. радия	Скорость движений указателя по шкале, дел/сек	Начало компенсации		
		$A=10$ дел	$A=70$ дел	$A=250$ дел
		Время компенсации		
1,2	4	$118,01 \pm 0,15$	$118,09 \pm 0,08$	$119,18 \pm 0,11$
6	20	$106,69 \pm 0,14$	$106,77 \pm 0,13$	$106,74 \pm 0,17$

Результаты измерений показывают, что при медленном движении бисквита разница в значениях времени компенсации вполне заметна (до-

стигает 1%), при быстром — разница значительно меньше и лежит в пределах погрешности измерения. Это согласуется с тем фактом, что заштрихованная площадь при медленном движении больше, чем при быстром (рис. 3). Таким образом, приведенные выше соображения относительно влияния положения точки начала компенсации и скорости движения бисквита на результат измерения можно считать подтвержденными.

Другим возможным источником систематических погрешностей при измерении может явиться недостаточно аккуратная компенсация, т. е. большое удаление точки *B* от точки *A*, и большая амплитуда колебаний указателя около нулевого деления шкалы. После начала компенсации указатель успевает пройти некоторое расстояние за точку *A* — до точки *B*, причем расстояние *AB* определяется скоростью движения бисквита электрометра, т. е. величиной ионизационного тока. Следует ожидать, что с увеличением расстояния *AB* утечки будут возрастать, и измеренное значение силы тока получится заниженным.

Рассмотрим влияние колебаний подвижной системы около нулевого положения. При выбранной схеме включения приборов (см. рис. 1) отклонение указателя электрометра вправо от нулевого деления шкалы соответствует наличию на электрометре отрицательного заряда, создаваемого измеряемым ионизационным током. Этот заряд будет частично стекать через изоляцию и вследствие этого измеренная сила тока уменьшится на величину тока утечки. При смещении указателя влево от нулевого положения на электрометре имеется положительный заряд от конденсатора. Вследствие частичной утечки этого заряда через изоляцию время компенсации получится уменьшенным, а измеряемый ток в такой же мере увеличенным.

Таким образом, при преобладании в процессе компенсации «правых» отклонений время компенсации получается завышенным, а измеренная сила тока — заниженной, при преобладании же «левых» отклонений получается обратная картина.

Сказанное подтверждается проделанными измерениями. Один и тот же ионизационный ток измерялся при нормальном режиме компенсации, когда указатель удерживался около нулевого деления шкалы, и при других режимах, когда указатель удерживался у +40, +100, +250, -40 и -100 делений («правые» отклонения считаются положительными, «левые» — отрицательными). Эти измерения были проделаны для двух скоростей перемещения указателя по шкале 4 и 20 дел/сек. Результаты измерений приведены на рис. 4, где по вертикальной оси отложены значения силы тока, полученные при различных режимах компенсации (значение силы тока при нормальном режиме принято за 100%); по горизонтальной оси отложены деления шкалы.

Из изложенного вытекают следующие практические выводы:

1. Так как «правые» и «левые» отклонения вызывают эффекты противоположных знаков, целесообразно при измерении ионизационного тока применять следующий способ компенсации: начав отсчет времени в момент прохождения указателем некоторого деления *A* шкалы, соответствующим уменьшением компенсирующего напряжения привести указатель к делению — *A*, т. е. вернуть его на *A* делений влево от нулевого деления; затем, дав указателю возможность вернуться к нулевому деле-

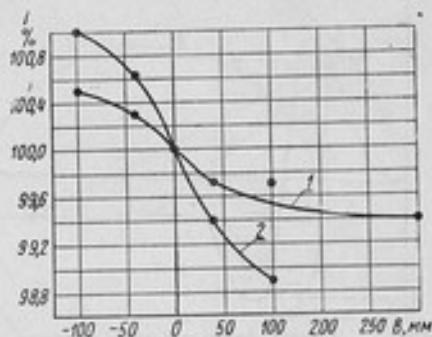


Рис. 4. Влияние режима компенсации на результаты измерения ионизационного тока:

1 — при скорости 20 дел/сек; 2 — при скорости 4 дел/сек

нию, удерживать его в этом положении. При компенсации допустимы небольшие и симметричные относительно нулевого деления колебания указателя. Когда компенсирующее напряжение снизится до нуля, указатель начинает снова двигаться вправо и при прохождении его через деление A отсчет времени прекращается.

Схематически предложенный способ компенсации изображен на рис. 5. Из рисунка видно, что при таком способе компенсации величины заштрихованных площадей над и под осью абсцисс примерно одинаковы, и поэтому измеренное значение времени компенсации, а следовательно, и сила ионизационного тока будут свободны от систематической погрешности, вызванной неправильной компенсацией.

2. Точку начала компенсации A (рис. 3 и 5) следует брать возможно ближе к нулевому делению шкалы. Так как к моменту начала компенса-

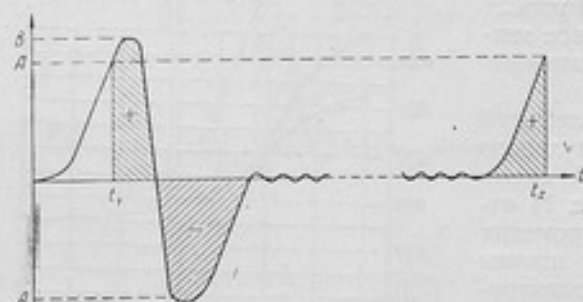


Рис. 5. Схема оптимального режима компенсации

ции подвижная система электрометра должна успеть приобрести постоянную скорость, то очевидно, что наиболее желательным является аperiodический режим движения при $p^2 > b^2$ (7). Этого можно добиться надлежащим подбором характеристик электрометра, а именно: уменьшением момента инерции подвижной системы (путем облегчения

бисквита) и закручивающего момента подвеса. Уменьшать длину бисквита и его потенциал нецелесообразно, так как при этом снижается и чувствительность электрометра.

3. Скорость движения указателя для нашей установки должна лежать в пределах от 15 до 75 дел/сек. При больших скоростях удерживать указатель на нулевом делении в процессе компенсации чрезвычайно трудно, и колебания его будут неизбежно большими. При большой скорости трудно также выбрать точку начала отсчета достаточно близко к нулевому делению, а также сложно фиксировать момент прохождения указателя через определенное деление шкалы. Все это приведет к понижению точности измерения. При чрезмерно малой скорости, как было показано выше, сильно возрастают утечки в процессе компенсации.

Таблица 3

γ -эквивалент преарата, мг-экв. ради	Емкость образцового конденсатора, пф
1—3	300
3—10	1 000
10—30	3 000
30—100	10 000
100—300	30 000
300—1000	100 000

Так как при данном значении измеряемого тока скорость перемещения указателя зависит от величины емкости конденсатора и от потенциала бисквита (причем изменение величины последнего нецелесообразно), то единственным возможным способом получения оптимальной скорости перемещения указателя является надлежащий выбор величины емкости образцового конденсатора. Выше приведена таблица значений емкостей

образцового конденсатора, наиболее удобных при измерениях γ -эквивалентов в различных пределах.

Время компенсации при точных измерениях следует брать в пределах от 80 до 100 сек.

Влияние геометрического расположения препарата в ионизационной камере

Величина ионизационного тока, создаваемого данным препаратом в ионизационной камере, зависит также и от положения препарата в камере. Несмотря на то, что при любом положении препарата в нашей шаровой камере используется γ -излучение его в полном телесном угле 4π , все же имеется некоторая, хотя и небольшая, зависимость ионизационного тока от положения препарата. Зависимость эта обусловлена тем обстоятельством, что, когда препарат находится в геометрическом центре камеры, испускаемые им γ -лучи пронизывают стенку камеры в направлении радиусов, т. е. по кратчайшему пути. При смещении препарата от центра камеры γ -лучи будут пронизывать стенку камеры под некоторым углом к радиусу, т. е. по более длинному пути (рис. 6). Поэтому в случае смещения препарата из центра камеры поглощение γ -лучей в стенке несколько увеличится, а сила ионизационного тока уменьшится. Степень этого уменьшения будет возрастать с удалением препарата от центра камеры и может быть вычислена следующим образом.

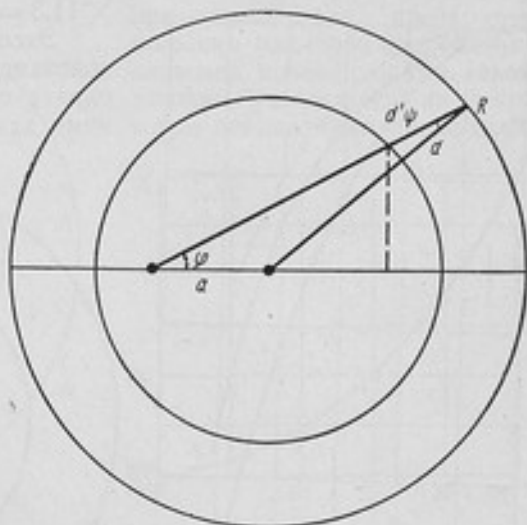


Рис. 6. Изменение эффективной толщины стенки при смещении точечного препарата от центра камеры

Рассмотрим точечный радиоактивный препарат, помещенный на расстоянии a от геометрического центра шаровой камеры, имеющей толщину стенки внутреннего шара d и наружный диаметр последнего R . Эффективная толщина стенки d' для кванта, исходящего из источника в направлении, составляющем с диаметром шара угол φ , приближенно равна:

$$d' \approx \frac{d}{\sqrt{1 - \frac{a^2}{R^2} \sin^2 \varphi}}$$

Отношение величин ионизационных токов от препарата, находящегося на расстоянии a от центра камеры и в центре ее равно:

$$\frac{I_a}{I_0} = \frac{\int \frac{W}{4\pi} e^{-\mu d'} d\Omega}{\int \frac{W}{4\pi} e^{-\mu d} d\Omega}$$

где W — полная энергия γ -излучения, испускаемого препаратом в 1 сек;
 $d\Omega = 2\pi \sin \varphi d\varphi$.

Таким образом

$$\frac{I_a}{I_0} = \frac{\int_0^{\frac{\pi}{2}} e^{-\mu d \sqrt{1 - \frac{a^2}{R^2} \sin^2 \varphi}} \sin \varphi d\varphi}{e^{-\mu d}}$$

Численное интегрирование этого выражения, выполненное для значений $R = 8$ см и $d = 2$ см, дает кривую (С) зависимости $\frac{I_a}{I_0}$ от a (рис. 7). Вычисление производилось для γ -излучения радия; значение коэффициента ослабления принималось [6] равным $\frac{\mu}{\rho} = 0,053$ см²/г, $\mu = 0,053 \times 11,3 = 0,6$ см⁻¹.

Экспериментально зависимость ионизационного тока от смещения препарата от центра камеры определена нами для линейного источника (препа-

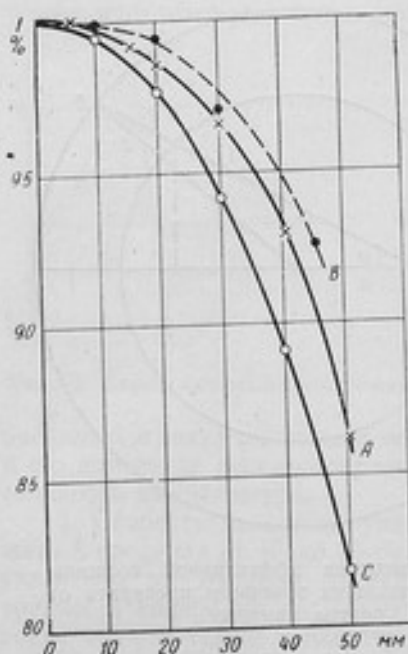


Рис. 7. График зависимости ионизации от смещения препарата

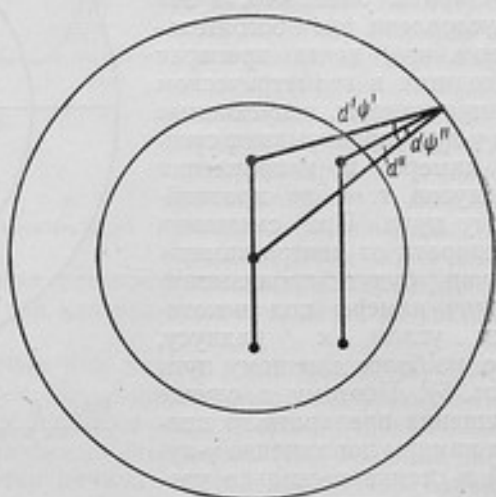


Рис. 8. Изменение эффективной толщины стенки камеры при смещении линейного препарата

рат радия длиной 29,7 мм, диаметром 3,4 мм, толщина стенок ампулы 0,27 мм). Исследовалось влияние смещения препарата в направлении, перпендикулярном длине препарата (кривая А), и в направлении его длины (кривая В). Расстояния при смещении отсчитывались между центром камеры и центром препарата.

Как видно из полученных кривых, зависимость ионизации от смещения препарата получается более резкой для точечного источника, чем для линейного. Это объясняется тем, что при смещении линейного источника от центра камеры эффективная толщина стенки для γ -лучей от периферийных элементов объема препарата может не только не увеличиваться, но даже уменьшаться (рис. 8). В самом деле,

$$d' = \frac{d}{\cos \psi'}; \quad d'' = \frac{d}{\cos \psi''}; \quad \frac{d'}{d''} = \frac{\cos \psi''}{\cos \psi'} > 1; \quad d'' < d'$$

Результаты исследований показывают, что при точных измерениях смещение препарата из центра не должно превышать 5—6 мм, так как при этом ошибка от смещения препарата будет лежать в пределах погрешности измерений. Смещение препарата более чем на 15 мм уже вызывает заметную погрешность, превышающую 1%.

Влияние размеров измеряемого препарата

В предыдущем разделе было показано, что результаты измерений активности зависят от линейных размеров измеряемых препаратов. В самом деле, если измерять два препарата, содержащие одно и то же вещество одинаковой активности, из которых один препарат имеет весьма малые размеры («точечный» источник), а другой имеет значительную длину (линейный источник), то измеренный ионизационный ток от второго препарата будет меньше, чем от первого. Объясняется это тем, что γ -лучи от элементов объема линейного источника, по мере удаления последних от центра камеры к периферии, будут сильнее ослабляться стенкой (как было показано выше), что приведет к уменьшению полного ионизационного тока. Поэтому при измерениях препаратов больших размеров полученные значения ионизационных токов должны умножаться на некоторые поправочные множители,

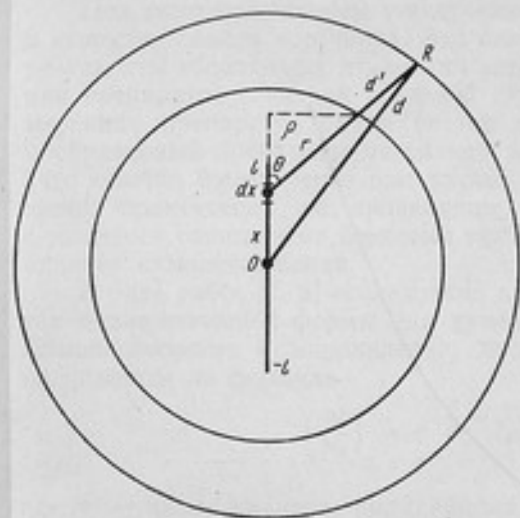


Рис. 9. Изменение эффективной толщины стенки камеры для излучений от различных элементов линейного препарата

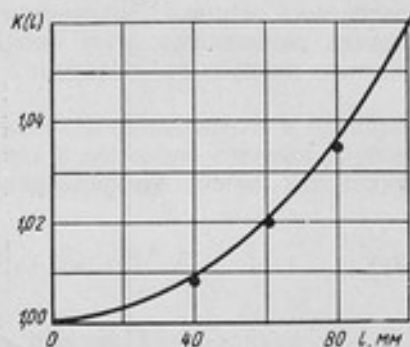


Рис. 10. Зависимость поправочного множителя от длины линейного препарата

величина которых зависит от размеров препарата, спектра его γ -излучения и размеров и материала стенок камеры. К определению этих поправочных множителей мы и перейдем.

Рассмотрим линейный источник длиной $2l$, помещенный в шаровую камеру так, что его середина совпадает с геометрическим центром камеры (рис. 9). Эффективная толщина стенки для γ -лучей от элемента источника dx на расстоянии x от центра камеры будет:

$$d' = \frac{d}{\sqrt{1 - \frac{x^2}{R^2} \sin^2 \theta}} \quad (9)$$

С точностью до постоянных множителей ионизационный ток от всего источника будет равен:

$$I \sim \int_{-l}^l \int_{\frac{\pi}{2}}^{\pi} \frac{W}{4\pi} e^{-\mu d'} \frac{dx}{2l} d\Omega; \quad d\Omega = 2\pi \sin \theta d\theta \quad (10)$$

Отношение ионизационного тока I_l от линейного источника длиной $2l$ к току I_0 от точечного источника равной активности будет:

$$\frac{I_l}{I_0} = \frac{4 \int_0^l \int_0^{\frac{\pi}{2}} \frac{1}{2l} \frac{W}{4\pi} e^{-\mu d'} \cdot 2\pi \sin \theta d\theta dx}{\int_{\frac{\pi}{2}}^{\pi} \frac{W}{4\pi} e^{-\mu d} d\Omega}; \quad (11)$$

$$\frac{I_1}{I_0} = \frac{1}{e^{-\mu d}} \int_0^l \int_0^{\frac{\pi}{2}} e^{-\frac{\mu d}{\sqrt{1 - \frac{x^2}{R^2} \sin^2 \theta}}} \sin \theta d\theta dx. \quad (12)$$

Таким образом, чтобы получить исправленное значение ионизационного тока I_0 , мы должны умножить измеренное значение I_1 на множитель

$$K(l) = \frac{e^{-\mu d}}{\int_0^l \int_0^{\frac{\pi}{2}} e^{-\frac{\mu d}{\sqrt{1 - \frac{x^2}{R^2} \sin^2 \theta}}} \sin \theta d\theta dx}. \quad (13)$$

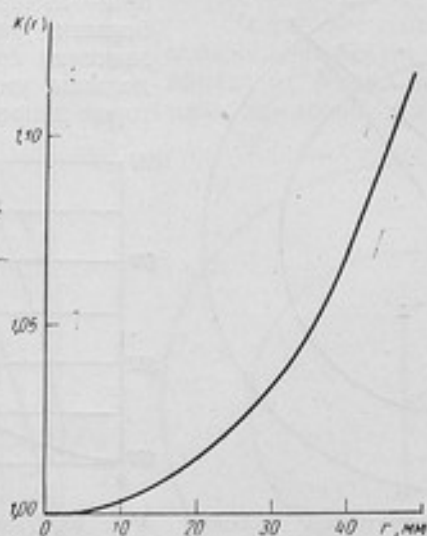


Рис. 11. Зависимость поправочного множителя от радиуса сферического препарата

Значения $K(l)$ для препаратов радиуса различной длины приведены на рис. 10. Полученная кривая показывает, что величина поправочного множителя быстро возрастает с увеличением длины препарата, поэтому для препаратов длиной свыше 30 мм введение поправочного множителя уже необходимо.

Рассмотрим теперь источник сферической формы с радиусом r , помещенный concentrically в шаровую камеру. Произведя вычисления, аналогичные предыдущим, получаем следующие выражения для отношения ионизационных токов сферического и точечного источников равной активности и поправочного множителя для препаратов сферической формы:

$$\frac{I_r}{I_0} = \frac{3}{r^3} \frac{\int_0^r \int_0^{\frac{\pi}{2}} \rho^2 e^{-\frac{\mu d}{\sqrt{1 - \frac{\rho^2}{R^2} \sin^2 \theta}}} \sin \theta d\rho d\theta}{e^{-\mu d}}; \quad (14)$$

$$K(r) = \frac{r^3 e^{-\mu d}}{3 \int_0^r \int_0^{\frac{\pi}{2}} \rho^2 e^{-\frac{\mu d}{\sqrt{1 - \frac{\rho^2}{R^2} \sin^2 \theta}}} \sin \theta d\rho d\theta}. \quad (15)$$

Путем численного интегрирования выражения (15) получены значения поправочного множителя для препаратов различных диаметров (рис. 11). Как видно из рис. 11, введение поправочного множителя необходимо для препаратов, диаметр которых превышает 25 мм.

При вычислении поправочных множителей предполагалось, что препараты содержат чистый радий или радон, и активность равномерно распределена по объему препарата. Самопоглощение γ -излучения не учитывалось. С помощью тех же формул могут быть получены поправочные множители для препаратов любых радиоактивных веществ.

Влияние самопоглощения γ -излучения

Под самопоглощением γ -излучения подразумевается его поглощение в веществе самого источника. Это явление заметным образом влияет на результаты абсолютных измерений активности, особенно в случае измерения препаратов с низкой удельной активностью. При относительных измерениях препаратов радия (и тем более радона), когда измеряемый и образцовый препараты не сильно различаются по содержанию радия (что обычно имеет место при точных измерениях), влияние самопоглощения практически не проявляется. Кроме того, применение камеры с толстыми свинцовыми стенками также в значительной степени снижает влияние самопоглощения.

В ряде работ [7, 8] исследовано влияние самопоглощения в препаратах цилиндрической формы при измерениях с помощью счетных трубок. Самопоглощение в направлении, перпендикулярном длине источника, оценивается по формуле

$$\left(\frac{N}{N_0}\right)_\perp = e^{-\frac{8}{3\pi}\mu r} \quad (\text{при } \mu r \leq 0,12), \quad (16)$$

где N — число квантов, попадающих на счетчик при наличии самопоглощения в источнике;

N_0 — то же число при отсутствии самопоглощения;

r — радиус источника.

Для оценки самопоглощения в направлении длины источника легко может быть получена формула

$$\left(\frac{N}{N_0}\right)_\parallel = \frac{1 - e^{-\mu L}}{\mu L}, \quad (17)$$

где L — длина источника.

При измерении активности в шаровой камере используется γ -излучение препарата в полном телесном угле 4π ; при этом доля квантов, излучаемых в направлении длины препарата, относительно невелика. Поэтому влияние самопоглощения будет несколько превышать величину, полученную по формуле (16), но во всяком случае будет меньше величины, определяемой формулой (17), т. е.

$$\left(\frac{N}{N_0}\right)_\perp > \left(\frac{N}{N_0}\right)_{4\pi} > \left(\frac{N}{N_0}\right)_\parallel. \quad (18)$$

Оценим величину самопоглощения для препаратов радия, заключенных в тонкостенные стеклянные ампулы с внутренним диаметром 3 мм и длиной 30 мм. Согласно данным [6], эффективная энергия γ -излучения радия, профильтрованного через слой свинца толщиной 2 см, равна 1,5 Мэв. Соответствующее этой энергии значение коэффициента поглощения μ в соли радия (RaCl_2), согласно [9], равно $26 \cdot 10^{-24} \text{ см}^2/\text{атом}$. Плотность соли может быть определена, если известен ее вес и объем. Расчет показывает, что самопоглощение γ -излучения уменьшает ионизационное действие препаратов на величину, лежащую в пределах 0,4—0,6% для препарата № XI и в пределах 0,4—1,6% для препарата № X.

Если для препаратов с активностями A_1 и A_2 поправки на самопоглощение равны ΔA_1 и ΔA_2 , то отношение активностей этих препаратов будет:

$$\frac{A_1 + \Delta A_1}{A_2 + \Delta A_2} = \frac{A_1}{A_2} \frac{1 + \frac{\Delta A_1}{A_1}}{1 + \frac{\Delta A_2}{A_2}} = \frac{A_1}{A_2} \left[1 + \frac{\Delta A_1}{A_1} - \frac{\Delta A_2}{A_2} \right] \approx \frac{A_1}{A_2}, \quad (19)$$

если $\frac{\Delta A_1}{A_1} = \frac{\Delta A_2}{A_2}$, т. е. если препараты содержат примерно равные количества радия, и поправки на самопоглощение относительно невелики.

Точность относительных измерений γ -эквивалентов

Значения γ -эквивалентов радиоактивных препаратов определяются по формуле (2). Поэтому, если установка работает совершенно безукоризненно, при измерениях учтены все систематические погрешности и компенсация выполняется идеально тщательно, то погрешность измеренного значения γ -эквивалента определяется исключительно погрешностями величин, входящих в формулу (2).

В действительности, однако, условия измерения отличаются от идеализированных вследствие различных неблагоприятных обстоятельств, как-то: трудности выдерживания правильного режима компенсации, приводящей к накоплению отдельных незаметных отклонений; недостаточно высокой чувствительности электрометра или неправильной его юстировки; колебаний напряжения аккумуляторных батарей, питающих установку; меняющегося во времени фона от посторонних радиоактивных источников и т. п. Весьма часто подобные погрешности измерений остаются незамеченными, и в результате измерения вкрадывается, таким образом, неучтенная систематическая погрешность.

Вследствие этого при проведении точных измерений необходимо пользоваться не одним, а двумя образцовыми препаратами с заранее точно известным содержанием радия в каждом из них. По одному из этих образцов препаратов определяются значения γ -эквивалентов измеряемых препаратов, другой же служит для контроля правильности результатов измерений. В процессе измерения образцовые препараты сравниваются между собой в начале и в конце цикла измерений, а если весь цикл занимает длительное время, то несколько раз в середине его. Стабильность работы установки проверяется по неизменности соотношения между активностями образцовых препаратов в течение всего цикла измерений; совпадение измеренного значения γ -эквивалента второго образцового препарата с его номинальным значением (в пределах погрешности измерений) служит критерием отсутствия систематических погрешностей.

Пусть содержание радия в образцовых препаратах № 1 и 2 равно A_1 и A_2 с погрешностями ξ_{A_1} и ξ_{A_2} . Измеренное значение содержания радия во втором препарате определяется по формулам (1), т. е.

$$A_2' = A_1 \frac{I_2}{I_1}, \quad (20)$$

а его относительная погрешность

$$\xi_{A_2'} = \sqrt{\xi_{A_1}^2 + \xi_{oI_1}^2 + \xi_{oI_2}^2}. \quad (21)$$

Предположим, что полученное значение A_2' отличается от номинального значения A_2 на величину, превышающую погрешность измерения и представляющую собой неисключенную систематическую погрешность:

$$\theta_2 = A_2' - A_2.$$

Относительная величина этой погрешности равна

$$\frac{\theta_2}{A_2} = \frac{\theta_2}{A_2}$$

Положим теперь, что мы измеряем препарат X , γ -эквивалент которого равен A_X и допустим, что измерение A_X сопровождается той же относительной величиной систематической погрешности, что и измерение A_2 . Такое предположение оправдано, если значения A_X и A_2 отличаются друг от друга не более, чем вдвое, измерительная установка работает стабильно и измерения выполняются одинаково тщательно.

Измеренное значение γ -эквивалента препарата X , содержащее систематическую погрешность Θ_X , равно

$$A'_X = A_1 \frac{I_X}{I_1},$$

а исправленное значение

$$A_X = A'_X - \Theta_X = A'_X - \frac{\Theta_2}{A_2} A'_X = A'_X \left[1 - \frac{\Theta_2}{A_2} \right]. \quad (22)$$

Относительная погрешность исправленного значения вычисляется [10] по известным формулам, применяемым при косвенных измерениях, и оказывается равной

$$\xi_{0A_X} = \sqrt{2\xi_{0A_1}^2 + 2\xi_{0I_1}^2 + \xi_{0A_2}^2 + \xi_{0I_X}^2 + \xi_{0I_2}^2}. \quad (23)$$

Если измерения не сопровождаются систематической погрешностью, т. е. $A_2' = A_2$ и $\Theta = 0$, то погрешность измеренного значения γ -эквивалента равна

$$\xi_{0A_X} = \sqrt{\xi_{0A_1}^2 + \xi_{0I_X}^2 + \xi_{0I_1}^2}. \quad (24)$$

Оценим минимальную величину погрешности, которая может быть получена при измерении γ -эквивалентов радиоактивных препаратов.

Содержание радия в образцовых препаратах известно с наивысшей точностью (0,2%) для Государственного эталона радия СССР.

Погрешность измерения силы ионизационного тока на компенсационной схеме в основном определяется погрешностями компенсирующего напряжения и времени компенсации, а также зависит от тщательности компенсации. Для нашей установки эта погрешность равна 0,3—0,4%, а погрешность измерения γ -эквивалента оказывается равной 0,7%. Если систематическая погрешность Θ отсутствует, погрешность измерения уменьшается до 0,5%.

Приведенные выше выражения для погрешности результата измерений получены при допущении, что введение поправок на геометрические размеры препаратов и на самопоглощение не является необходимым. В противном случае в подкоренные суммы в формулах (23) и (24) войдут еще квадраты относительных погрешностей соответствующих поправочных множителей.

Таким образом, мы приходим к заключению, что для точных измерений γ -эквивалентов радиоактивных препаратов в широком диапазоне значений необходимо иметь набор образцовых препаратов. На каждую область значений γ -эквивалента необходимо иметь по два образцовых препарата с соотношением содержания радия от 1:1 до 1:2; ширина области, охватываемой каждой такой парой образцовых препаратов, определяется тем условием, что γ -эквиваленты измеряемого и образцового препаратов не должны отличаться больше, чем в 2—3 раза.

Содержание радия в образцовых препаратах в области от 5 до 80 мз определяется путем сравнения их с Государственным эталоном радия СССР. Более сильные образцовые препараты поверяются с помощью промежуточных эталонов. Очевидно, что в этом случае погрешности результатов измерений будут большими, чем в первом. В связи с этим

может быть получена следующая точность измерения содержания радия в образцовых препаратах (табл. 4).

Таблица 4

Содержание радия, мг	Точность измерений, %
1—100	0,7—1
100—1000	1,5—2
более 1000	3—4

Заключение

1. Исследована методика относительных измерений γ -эквивалентов радиоактивных препаратов на основной эталонной установке ВНИИМ.

2. Впервые исследованы систематические погрешности, обусловленные рядом различных обстоятельств: нарушением правильного режима компенсации, смещением измеряемого препарата из центра камеры, различием геометрических размеров сравниваемых препаратов и самопоглощением γ -излучения.

3. Установлены значения поправок на геометрические размеры препаратов различной формы и оценено влияние самопоглощения.

4. Установлены условия измерения, обеспечивающие получение высшей возможной точности, а именно: оптимальные значения скорости подвижной системы электрометра, величины емкости образцового конденсатора, компенсирующего напряжения и времени компенсации.

Применение полученных результатов в практике измерений ВНИИМ и других лабораторий позволяет повысить точность измерений γ -эквивалентов радиоактивных препаратов.

ЛИТЕРАТУРА

1. L. F. Curtiss. *Rev. Sci. Instr.*, 16, 363, (1928).
2. W. B. Mann, *J. Res. NBS*, 53, 277 (1954).
3. М. Кюри. Радиоактивность, 1947.
4. К. К. Аглинцев. Труды ВНИИМ, вып. 7 (52), 33, 1941.
5. М. Curie. *Traité de Radioactivité*. Paris (1913).
6. J. E. Roberts. *Proc. Roy. Soc., A* 183, 333 (1945).
7. F. J. Davis. *J. Res. NBS*, 38, 513 (1947).
8. R. D. Evans, R. O. Evans. *Revs. Mod. Phys.*, 20, 305 (1948).
9. C. M. Davisson, R. D. Evans. *Revs. Mod. Phys.*, 24, 79 (1952).
10. М. Ф. Маликов. Основы метрологии, 1949.

ИЗМЕРЕНИЕ ПРЕПАРАТОВ СЛАБОЙ АКТИВНОСТИ

Задача относительных измерений радиоактивных препаратов с γ -эквивалентом, заключенным в пределах 10^{-3} — 1 мг-экв. радия, при помощи ионизационной камеры сводится к измерению слабых электрических токов. При объеме камер порядка нескольких литров значения подлежащих измерению токов лежат в пределах 10^{-14} — 10^{-11} а. Наиболее удобным средством измерения таких токов является ламповый электрометр (усилитель постоянного тока).

Ниже приводится описание установки, созданной для измерений γ -эквивалентов в указанном диапазоне значений и исследование методики измерений.

Усилитель постоянного тока

Рациональный выбор схемы усилителя постоянного тока для метрологических целей определяется следующими условиями:

- в усилителе должны применяться электрометрические лампы;
- работа усилителя не должна зависеть от изменения в небольших пределах напряжения источников питания, эмиссии катода и других параметров лампы;
- схема усилителя должна содержать минимальное число каскадов усиления.

Этим требованиям наиболее хорошо удовлетворяют так называемые сбалансированные схемы, в частности схема, приведенная на рис. 1 [1].

В усилителе, собранном по этой схеме и надлежащим образом отрегулированном [1], показания гальванометра не будут меняться при небольших изменениях тока накала или эмиссии катода.

Схема собранного усилителя приведена на рис. 2. Все сопротивления, за исключением входного, проволочные (манганиновые); их величины в омах указаны на схеме. Гальванометр Γ — зеркальный переносный типа ГПЗ-2 завода «Эталон» с чувствительностью $4,55 \cdot 10^{-9}$ а/мм. Был применен компенсационный метод измерений, для чего в схему введен компенсатор постоянного тока K . Регулируемое напряжение, снимаемое с компенсатора, служит для компенсации измеряемого напряжения RI_x и поэтому имеет полярность, обратную полярности последнего. Поскольку внутреннее сопротивление компенсатора совершенно незначительно по сравнению с входным сопро-

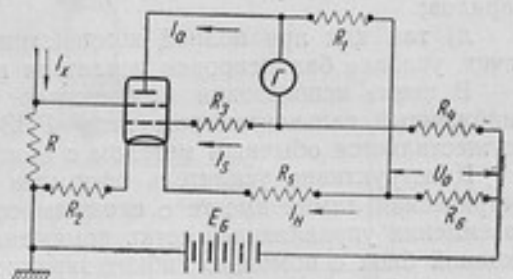


Рис. 1. Мостовая схема усилителя постоянного тока:

I_s — ток добавочной сетки; I_n — ток накала; I_x — измеряемый ток; I_a — анодный ток; R — входное сопротивление; $R_1, R_2, R_3, R_4, R_5, R_6$ — манганиновые сопротивления; Γ — гальванометр; E_6 — батарея питания

тивлением R , можно считать, что при полной компенсации $RI_x = U_i$ и величина измеряемого тока определяется из соотношения

$$I_x = \frac{U_K}{R}. \quad (1)$$

Компенсационный метод измерения обладает следующими преимуществами по сравнению с методом измерений по отклонению гальванометра:

- а) усилитель используется как нулевой индикатор, вследствие чего линейность его чувствительности не имеет значения;
- б) отпадает необходимость градуировки усилителя;
- в) лампа работает при одной и той же величине сеточного смещения;

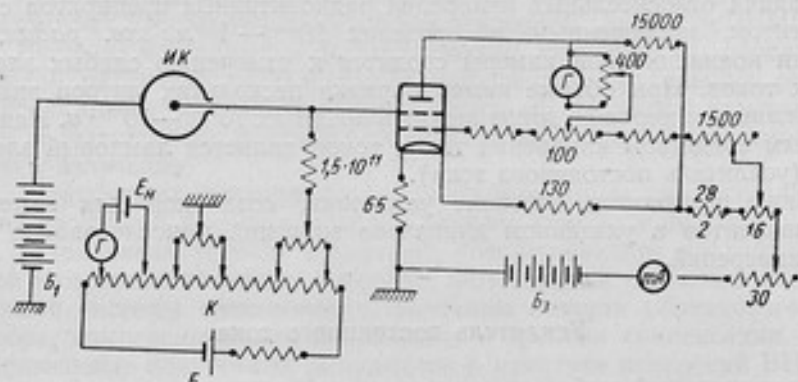


Рис. 2. Схема установки для измерения препаратов слабой активности:
 ИК — ионизационная камера; К — компенсатор постоянного тока; Б₁, Б₂, Б₃ — батареи;
 E_н — нормальный элемент; Г — гальванометр

г) в значительной степени снижается влияние утечек измеряемых зарядов;

д) так как при полной компенсации ток через гальванометр не течет, условие балансировки усилителя не нарушается.

В схеме использован компенсатор типа ПВ-6 завода «Эталон», снабженный гальванометром типа ППЗ-2. Регулировка компенсатора осуществляется обычным методом с помощью нормального элемента.

Конструктивно усилитель оформлен следующим образом. Электрометрическая лампа вместе с входным сопротивлением и выключателем заземления управляющей сетки помещена в металлический кожух; этот входной блок с помощью гибких экранированных проводов соединяется с остальной частью усилительной схемы, собранной в закрытом металлическом шасси. Такое устройство позволяет присоединять вход усилителя непосредственно к ионизационной камере, что уменьшает емкость входной цепи и снижает величину утечек. Все изоляторы в цепи управляющей сетки янтарные. Усилитель вместе с ионизационными камерами помещен на кронштейне, укрепленном на капитальной стене.

Ионизационные камеры

В установке применены ионизационные камеры двух различных типов. Первая камера, схематически изображенная на рис. 3, имеет цилиндрическую форму. В центральной ее части помещаются свинцовые фильтры в виде составного цилиндра. Собирающий электрод, также имеющий форму цилиндра, подвешен внутри камеры на трех стержнях, укрепленных в янтарных изоляторах. Измеряемый радиоактивный пре-

парат помещается в канале внутреннего фильтра на середине его высоты. На корпус камеры подается потенциал, обеспечивающий режим насыщения в камере. Для препаратов с γ -эквивалентом до 1 мг-экв. радия насыщение наступает при потенциале около 25 в. Ионизационный объем камеры равен 4,8 л, емкость — 120 пф, эффективность камеры при фильтре 5 мм равна $2 \cdot 10^{-11}$ а/мг-экв. радия. Ток естественного рассеяния (фон) камеры равен $2 \cdot 10^{-13}$ а. Эта величина представляет собой поправку, вычитаемую из величины тока, создаваемого измеряемым препаратом. Если условиться, что эта поправка не должна превышать 10% величины тока от измеряемого препарата, то на данной камере могут быть измерены препараты с γ -эквивалентом не ниже 0,1 мг-экв. радия.

Для измерения более слабых препаратов служит так называемая компенсационная камера (рис. 4), состоящая из двух одинаковых медных камер, объемом 8,5 л каждая, разделенных свинцовым фильтром и включенных навстречу одна другой. Одна из камер является измерительной, вторая — служит для компенсации тока естественного рассеяния (фона). Если токи естественного рассеяния в обеих камерах равны по величине, то при отсутствии в камерах препаратов измеряемый разностный ток будет равен нулю. Если затем в одну из камер поместить радиоактивный препарат, то измеряемый разностный ток будет равен току в измерительной камере при полном отсутствии фона от естественного

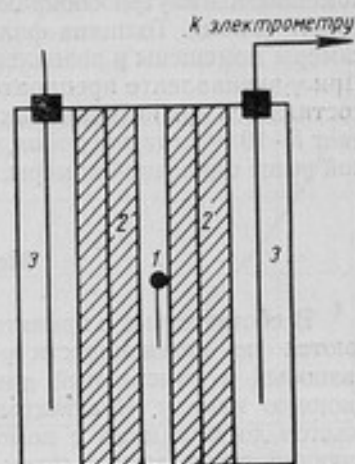


Рис. 3. Схема цилиндрической ионизационной камеры: 1 — препарат; 2 — свинцовый фильтр; 3 — собирающий электрод

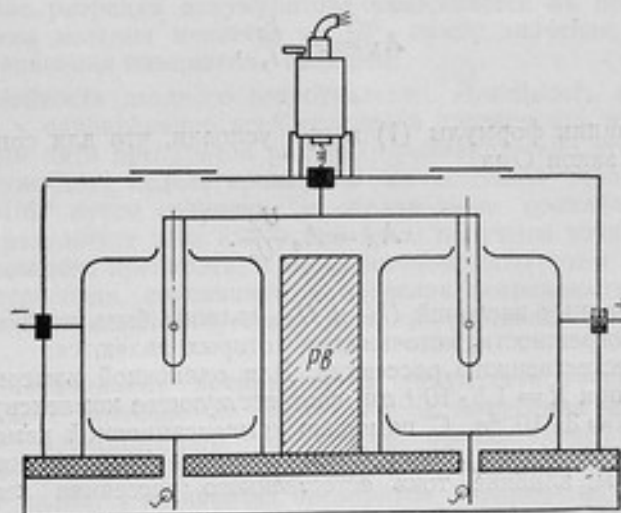


Рис. 4. Схема компенсационной камеры

рассеяния. В действительности, несмотря на наличие фильтра между камерами, излучение препарата, находящегося в измерительной камере, попадает частично на другую камеру, создавая в ней некоторый ионизационный ток, пропорциональный току в измерительной камере и составляющий 0,03% его величины. Однако можно легко показать, что при измерении препаратов с излучением одинакового спектрального

состава это обстоятельство не будет вносить искажений в полученные результаты.

Для регулировки величины токов естественного рассеяния (с целью их выравнивания) дно каждой из камер может перемещаться, благодаря чему достигается изменение ее объема до 11%. Измеряемые препараты помещаются внутри собирающих электродов в фильтрах из 5-миллиметрового свинца. Толщина фильтра между камерами составляет 10 см. Обе камеры помещены в заземленных кожухах внутри металлического ящика. При γ -эквиваленте препаратов до 0,5 мг-экв.радия насыщение в камерах достигается при потенциалах около 200 в. Эффективность камеры составляет $5 \cdot 10^{-11}$ а/мг-экв.радия, т. е. в 2,5 раза выше эффективности описанной выше одиночной камеры. Емкость камеры около 20 пф.

Методика измерений

В соответствии с принятой методикой измерений¹ препараты сравниваются по интенсивности γ -излучения с образцовым препаратом. Образцовый и измеряемый препараты поочередно помещаются в ионизационную камеру. Чувствительность гальванометра предварительно снижается до минимума с помощью шунта (см. рис. 3), после чего управляющая сетка лампы отземляется. Создаваемое ионизационным током I_x падение напряжения на сопротивлении R вызывает отклонение гальванометра, компенсируемое с помощью компенсатора. В процессе компенсации чувствительность гальванометра постепенно повышается до максимальной величины, и постоянство положения нуля периодически проверяется путем заземления управляющей сетки лампы. При полной компенсации $I_x R = U_k$. Если A_0 — γ -эквивалент образцового препарата, I_0 и I_x — ионизационные токи, создаваемые в камере образцовым и измеряемым препаратами, то активность последнего:

$$A_x = A_0 \frac{I_x}{I_0},$$

или на основании формулы (1) и при условии, что для сопротивления выполняется закон Ома,

$$A_x = A_0 \frac{U_x}{U_0}. \quad (2)$$

Из полученных значений U_x и U_0 должны быть исключены систематические погрешности, источниками которых являются:

1) ток естественного рассеяния. Для одиночной камеры он равен $\sim 2 \cdot 10^{-13}$ а; при $R = 1,5 \cdot 10^{11}$ ом; соответствующее компенсирующее напряжение $U_\phi = 3 \cdot 10^{-2}$ в. С помощью компенсационной камеры фон от естественного рассеяния может быть уменьшен практически до нуля. Таким образом, влияние тока естественного рассеяния легко исключается;

2) сеточный ток электрометрической лампы. В наших условиях направление его противоположно направлению измеряемых ионизационных токов. Величина его для примененной нами лампы типа 1Э1-П составляет $1,3 \cdot 10^{-14}$ а; соответствующее компенсирующее напряжение $U_c = 2 \cdot 10^{-3}$ в. Величина сеточного тока может быть измерена при отключении от схемы ионизационной камеры;

¹ См. статью настоящего сборника, стр. 37.

3) неодинаковое геометрическое расположение и различие в геометрических размерах сравниваемых препаратов. Влияние смещения измеряемого препарата из центра камеры проявляется в уменьшении ионизационного тока. Исследование этого влияния показало, что при смещении препарата из центра одиночной камеры до 1 см в вертикальном направлении и до 0,5 см в горизонтальной плоскости, ионизационный ток практически не изменяется. При измерениях препаратов, длина которых превышает 4 см, полученное значение активности должно быть умножено на коэффициент $K(L)$. Значения последнего для препаратов различной длины¹ приведены на рис. 5;

4) дрейф нулевого положения гальванометра. Как было сказано выше, он не превышает 2—3 дел./час. Так как время, необходимое для сравнения двух препаратов, не превышает 6—7 мин., то смещение «нуля» за время измерений не превысит 0,3 делений, что соответствует $5 \cdot 10^{-5}$ в на компенсаторе. Эта величина лежит за пределами точности измерений (см. ниже) и ею можно пренебречь;

5) утечки через изоляцию. Сопротивление утечки зарядов по баллону лампы, янтарным изоляторам и воздуху составляет не менее 10^{13} ом, т. е. практически не сказывается на величине входного сопротивления $R = 1,5 \cdot 10^{11}$ ом;

6) изменение рабочего тока компенсатора во время измерений. Рабочий ток компенсатора равен 0,1 ма. За время сравнения препаратов ток вследствие разрядки аккумулятора уменьшается не более чем на 10^{-5} %, и цена деления меняется на 10^{-7} своего значения. Учет столь ничтожного значения совершенно излишен;

7) нелинейность входного сопротивления. Линейность входного сопротивления и одновременно всей установки проверялась путем наблюдения распада пяти препаратов радона. Предварительно эти препараты были в течение двух недель промерены на основной эталонной установке ВНИИМ¹ путем сравнения с образцовыми препаратами радия № 1 и 2. В результате этих измерений были получены точные значения активности каждого препарата, и было установлено (путем определения периода полураспада, совпавшего в пределах погрешности измерений с табличным значением) отсутствие заметных радиоактивных загрязнений радона.

Когда γ -эквивалент препаратов в результате распада радона уменьшился до 1 мг-экв. радия, были начаты измерения на установке с ламповым электрометром. Измерения производились в течение ~30 дней. В качестве образцового применялся препарат, содержащий около 0,2 мг радия. γ -эквивалент препаратов, измеренный на установке с ламповым электрометром, сравнивался с величиной, полученной на эталонной установке и пересчитанной на данный момент времени. Это давало возможность определить чувствительность установки, приведенную ниже.

Вычисление периода полураспада по результатам измерений γ -эквивалента на ламповом электрометре позволило проверить линейность установки. Было установлено, что нелинейность, если она и имеется, не

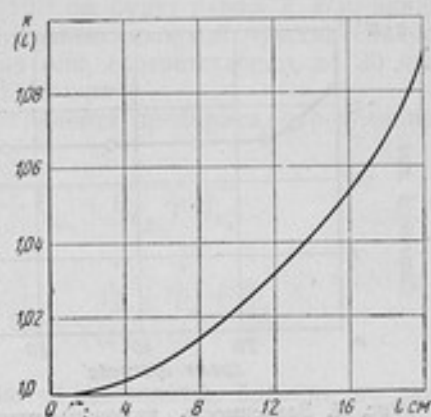


Рис. 5. Зависимость поправочного множителя от длины линейного препарата

¹ См. статью настоящего сборника, стр. 37.

выходит за пределы погрешности измерений. Если измеряемый и образцовый препараты отличаются по γ -эквиваленту не более, чем на порядок (что обычно и имеет место), то нелинейность совершенно не сказывается на результатах измерений.

Таким образом, в величину компенсирующего напряжения, отсчитанную по компенсатору, необходимо ввести лишь первые три поправки.

Поэтому формула (2), по которой вычисляется γ -эквивалент измеряемого препарата, принимает окончательный вид:

$$A_x = A_0 \frac{(U_x - U_\phi + U_c) K(L_x)}{(U_0 - U_\phi + U_c) K(L_0)} \quad (3)$$

В нашей установке принят ряд мер, в значительной степени снижающих действие причин, порождающих колебания и дрейф нулевого положения. Вся установка защищена от действия электромагнитных полей и укреплена на капитальной стене для предохранения от сотрясений.

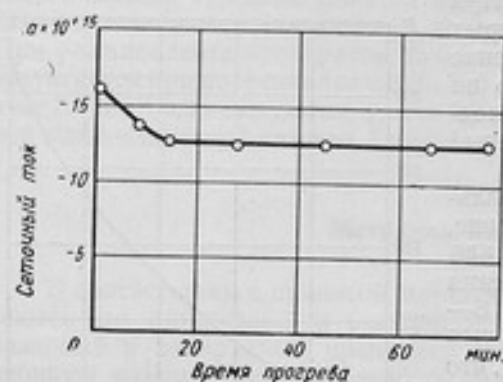


Рис. 6. Зависимость величины сеточного тока от времени прогрева

Колебания указателя гальванометра около нулевого положения имеют амплитуду около 1 дел., что при чувствительности в 10^{-15} а/дел соответствует уровню шумов в $2 \cdot 10^{-4}$ в. При подключении ионизационной камеры входная емкость увеличивается до 130 пкф, и теоретически уровень шумов снижается до $5 \cdot 10^{-6}$ в. В действительности же подключение ионизационной камеры вызывает увеличение колебаний указателя гальванометра до ± 10 дел., что соответствует уровню шумов 10^{-3} в. При отключении от камеры напряжения и заземлении потенциального электрода колебания вновь уменьшаются до ~ 1 дел. Таким образом, колебания указателя гальванометра вызываются, в основном, не собственными шумами усилителя, а, по-видимому, флюктуациями напряжения потенциальной батареи, питающей камеру. Величина этих флюктуаций может быть оценена следующим образом. Если за время Δt напряжение на камере изменяется на ΔU , то на входе усилителя индуцируется заряд $C\Delta U$ (где C — емкость камеры), и гальванометр получает отклонение, соответствующее току $C \frac{\Delta U}{\Delta t}$.

Амплитуда колебаний в 10 дел. соответствует току в 10^{-14} а; поэтому при $C = 100$ пф $\frac{\Delta U}{\Delta t} = 10^{-4}$ в/сек. При увеличении RC входной цепи колебания указателя гальванометра заметно уменьшаются. Уровень шумов понижается также с уменьшением потенциала на камере.

Стабильность работы усилителя определяется также постоянством величины сеточного тока лампы. На рис. 6 и 7 представлена зависимость величины сеточного тока от времени прогрева схемы и от величины сеточного смещения.

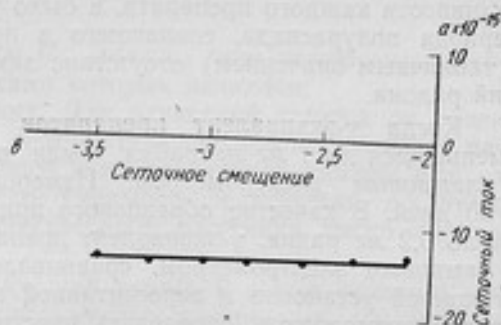


Рис. 7. Зависимость величины сеточного тока от величины сеточного смещения

Чувствительность установки и точность измерений

Чувствительность установки может быть выражена в величинах ионизационного тока или соответствующего компенсирующего напряжения, отнесенных к единице активности измеряемого препарата. При использовании одиночной камеры чувствительность установки равна $2 \cdot 10^{-11}$ а/мг-экв. радия; соответствующее компенсирующее напряжение при входном сопротивлении $R = 1,5 \cdot 10^{11}$ ом будет равно 3 в/мг-экв. радия. При замене одиночной камеры компенсационной чувствительность повышается до $5 \cdot 10^{-11}$ а/мг-экв. радия или, соответственно, до 30 в/мг-экв. радия (при сопротивлении $R = 6 \cdot 10^{11}$ ом).

Относительная погрешность γ -эквивалента препарата, определенного по формуле (3), равна:

$$\xi_{0LX} = \sqrt{\xi_{0A_0}^2 + \xi_{0U_X}^2 + \xi_{0U_0}^2 + \xi_{0K_X}^2 + \xi_{0K_0}^2}, \quad (4)$$

причем

$$\xi_{0U_X}^2 = \frac{\xi_{U_X}^2 + \xi_{U_\phi}^2 + \xi_{U_c}^2}{(U_X - U_\phi + U_c)^2}; \quad \xi_{0U_0}^2 = \frac{\xi_{U_0}^2 + \xi_{U_\phi}^2 + \xi_{U_c}^2}{(U_0 - U_\phi + U_c)^2}. \quad (5)$$

Учитывая, что обычно сравниваются препараты, близкие по величине γ -эквивалента и линейным размерам, можно положить, что в формулах (4) и (5) $K(L_X) \approx K(L_0)$; $\xi_{0U_X} \approx \xi_{0U_0} = \xi_{0U}$.

При этом формулы (4) и (5) примут вид:

$$\xi_{0LX} = \sqrt{\xi_{0A_0}^2 + 2\xi_{0U}^2}, \quad (6)$$

$$\xi_{0U}^2 = \frac{\xi_{U_{X,0}}^2 + \xi_{U_\phi}^2 + \xi_{U_c}^2}{(U_{X,0} - U_\phi + U_c)^2}. \quad (7)$$

Регулировку компенсирующего напряжения можно производить с точностью, определяемой уровнем шумов установки. Поэтому минимальная возможная погрешность компенсирующего напряжения равна (2)

$$\sigma_U = \frac{1}{2} \omega; \quad \omega = \sqrt{U_{ш}^2},$$

где $\sqrt{U_{ш}^2}$ — уровень шумов установки.

Таким образом, погрешность компенсирующего напряжения будет увеличиваться с уменьшением γ -эквивалента. В табл. 1 приведены значения (в вольтах) компенсирующего напряжения U_K и его погрешности σ_U , определяемой уровнем шумов ω установки для различных значений γ -эквивалента.

Таблица 1

Источник тока	Одиночная камера			Компенсационная камера		
	U_K	ω	σ_U	U_K	ω	σ_U
$10^{-3} - 10^{-2}$ мг-экв. радия	0,003—0,03	$3 \cdot 10^{-4}$	$1,5 \cdot 10^{-4}$	0,03—0,3	$2 \cdot 10^{-3}$	$1 \cdot 10^{-3}$
$10^{-2} - 10^{-1}$.	0,03—0,3	$5 \cdot 10^{-4}$	$2,5 \cdot 10^{-4}$	0,3—3	$3 \cdot 10^{-3}$	$1,5 \cdot 10^{-3}$
$10^{-1} - 1$.	0,3—3	$1 \cdot 10^{-3}$	$5 \cdot 10^{-4}$	3—30	$4 \cdot 10^{-3}$	$2 \cdot 10^{-3}$
Фон камеры	$3 \cdot 10^{-2}$	$3 \cdot 10^{-4}$	$1,5 \cdot 10^{-4}$	0	$2 \cdot 10^{-3}$	$1 \cdot 10^{-3}$
Сеточный ток	$2 \cdot 10^{-3}$	$2 \cdot 10^{-4}$	$1 \cdot 10^{-4}$	$8 \cdot 10^{-3}$	$2 \cdot 10^{-4}$	$1 \cdot 10^{-4}$

Вычисленные по формулам (6) и (7) значения относительных погрешностей измерения γ -эквивалента представлены на рис. 8. При вычислении предполагалось, что погрешность γ -эквивалента образцового препарата увеличивается от 0,5% (для γ -эквивалента ~ 1 мг-экв. радия) до 5% (для γ -эквивалента $\sim 0,001$ мг-экв. радия). Из рисунка видно, что при измерении активностей в области от 1 до $\sim 0,05$ мг-экв. радия относительная погрешность результата определяется в основном погрешностью значения γ -эквивалента образцового препарата. При измерении более слабых активностей начинают сказываться погрешности определения компенсирующего напряжения. Очевидно, что одиночная камера практически совершенно непригодна для измерений препаратов γ -эквивалента ниже 0,1 мг-экв. радия.

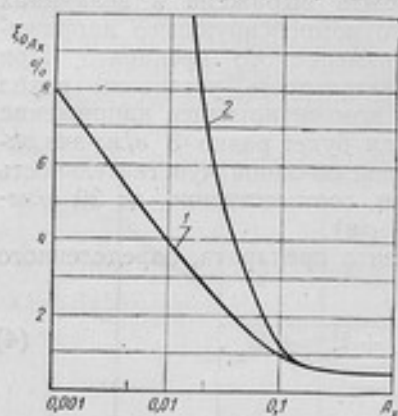


Рис. 8. Кривые значений относительных погрешностей измерения активности:

1 — при измерении на компенсационной камере; 2 — при измерении на одиночной камере

Заключение

Результаты работы могут быть сформулированы следующим образом.

1. Смонтирована и исследована установка для относительных измерений γ -эквивалентов радиоактивных препаратов в области 1—0,001 мг-экв. радия, дополняющая основную эталонную установку¹.

2. Для измерения ионизационных токов применен компенсационный метод, обладающий рядом преимуществ по сравнению с обычно применяемым методом отклонения.

3. Для измерения слабых препаратов сконструирована компенсационная камера с током естественного рассеяния, практически равным нулю.

4. Исследована методика измерений активности; рассмотрены источники систематических погрешностей и указаны способы их исключения. Определена чувствительность установки и оценена точность измерений γ -эквивалента.

5. Установка может быть легко (путем замены входного сопротивления) приспособлена для измерений γ -эквивалента в области от 1 до 1000 мг-экв. радия.

ЛИТЕРАТУРА

1. G. Barth. ZS Phys., 87, 399 (1934).
2. М. Ф. Маликов. Основы метрологии. 1949.

¹ См. статью настоящего сборника, стр. 37.

ИССЛЕДОВАНИЕ ЗАВИСИМОСТИ γ -ЭКВИВАЛЕНТОВ РАДИОАКТИВНЫХ ИЗОТОПОВ ОТ ФИЛЬТРАЦИИ ИЗЛУЧЕНИЯ

Измерение γ -эквивалентов радиоактивных препаратов осуществляется путем сравнения их по интенсивности γ -излучения с образцовыми препаратами радия. При этом результат измерения, выражаемый в миллиграмм-эквивалентах радия, существенно зависит от условий измерения, прежде всего от материала и толщины фильтра, а также от расположения и геометрической формы измерительной установки. Эта зависимость обуславливается тем обстоятельством, что спектры γ -лучей радия и измеряемого препарата отличаются по своему составу, вследствие чего с изменением толщины фильтра соотношение между их интенсивностями изменяется. Поэтому при измерении γ -эквивалентов всех радиоактивных веществ (кроме, разумеется, самого радия) принято пользоваться фильтрами определенной толщины. В качестве такого стандартного фильтра выбран свинцовый фильтр толщиной 5 мм. При этой толщине гарантируется заведомо полное поглощение β -частиц, излучаемых препаратом, а также в некоторой степени уменьшается влияние различия в толщине стенок ампул, в которые заключены измеряемые препараты. Правда, для препаратов, испускающих мягкие γ -лучи, такая толщина фильтра чрезмерно велика.

Так как при работе с радиоактивными веществами может встретиться необходимость применения других фильтров, отличающихся по толщине от стандартного, представляется желательным изучение зависимости γ -эквивалентов ряда радиоактивных элементов от фильтрации. В частности, проведение такого исследования особенно интересно для искусственных радиоактивных элементов, находящихся в настоящее время все более широкое применение в самых различных областях науки и техники.

Ниже приводится описание методики измерений и расчета γ -эквивалентов.

Методика расчета и измерений γ -эквивалентов

Если данный радиоактивный элемент X испускает γ -спектр, состоящий из N линий с энергиями квантов $h\nu_i$ и интенсивностями n_i , то ионизационный ток в камере, экранированной фильтром с толщиной d_k , будет:

$$I_k \sim \sum_{i=1}^N n_i h \nu_i e^{-\mu_i d_k} (\tau + \sigma_i), \quad (1)$$

где μ_i — коэффициент ослабления γ -лучей в фильтре;

τ и σ_i — коэффициенты поглощения γ -лучей при фотоэффекте и некогерентном рассеянии в веществе стенок камеры.

Формула (1) справедлива, если предполагать, что работа ионизации во всем диапазоне данного γ -спектра сохраняет постоянное значение и

для такой геометрии опыта, когда исключено попадание на камеру γ -лучей, рассеянных в фильтре и в окружающих предметах, т. е. для «узкого пучка» γ -лучей. В случае, когда на камеру может попадать рассеянное γ -излучение, в формулу (1) необходимо ввести поправочный множитель K , зависящий от толщины и материала фильтра, его геометрической формы и от энергии γ -лучей. При этом формула (1) принимает вид:

$$I_k \sim \sum_{i=1}^N n_i h \nu_i e^{-\nu_i d_k} (\tau + \sigma_p)_i K_{ik}. \quad (2)$$

Последнее выражение позволяет вычислить относительные значения ионизационного тока при различных толщинах фильтра, т. е. построить кривую ослабления ионизационного действия γ -излучения данного препарата X .

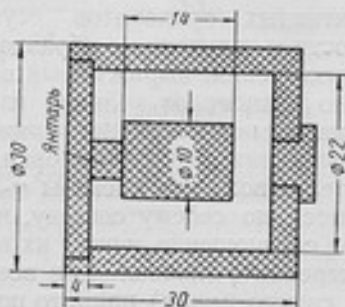


Рис. 1. Наперстковая конденсаторная ионизационная камера

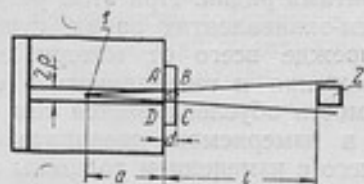


Рис. 2. Схема измерительной установки для узкого пучка

Производя аналогичный расчет для γ -спектра радия и беря отношение соответствующих ординат кривых для данного элемента X и радия, мы получаем ряд значений γ -эквивалента элемента X при различных толщинах фильтра:

$$R_k(X) = \frac{[\sum n_i h \nu_i e^{-\nu_i d_k} (\tau + \sigma_p)_i K_{ik}]_X}{[\sum n_i h \nu_i e^{-\nu_i d_k} (\tau + \sigma_p)_i K_{ik}]_{Ra}}. \quad (3)$$

Таким образом, для вычисления γ -эквивалентов необходимо знать состав γ -спектра данного элемента и радия, а также величину поправок на влияние рассеянного излучения.

Измерения γ -эквивалентов производились на двух различных установках в узком и широком пучках γ -лучей.

Измерения с узким пучком производились на наперстковой конденсаторной ионизационной камере из алюминия (рис. 1). Исследуемый препарат помещался в диафрагмирующее устройство. Камера располагалась в пучке γ -лучей на таком расстоянии от диафрагмы, что поперечное сечение пучка превышало размеры камеры (рис. 2).

Измерения ионизации производились следующим образом. Камеру заряжали до определенного потенциала u_1 , помещали в пучок γ -лучей и экспонировали в течение некоторого времени t . Затем ее подключали к струнному электрометру, заранее проградуированному, и определяли потенциал u_2 на камере после экспозиции. Ионизация в камере в единицу времени определялась из соотношения

$$q = \frac{c(u_1 - u_2)}{t}. \quad (4)$$

Так как нас интересовало не абсолютное значение ионизации, а лишь отношение ионизации при различных фильтрах, измерять величину емкости камеры не было необходимости.

Во все измеренные значения ионизации вводилась поправка на ток естественного рассеяния в камере, определявшийся путем измерения утечки заряда за длительное время.

Радиовые эквиваленты измерялись при свинцовых фильтрах (ABCD) толщиной (d) 2, 5, 7, 10, 15, 20, 30 и 40 мм, помещавшихся непосредственно перед диафрагмой (рис. 2). Проводить измерения при более толстых фильтрах было невозможно вследствие значительного уменьшения интенсивности γ -лучей и связанного с этим чрезмерного увеличения экспозиции.

Расчет радиовых эквивалентов для узкого пучка γ -лучей выполнен по формуле (3). Поправки на влияние излучения, рассеянного в фильтре, определены из следующих соображений.

Рассмотрим геометрическое расположение нашей измерительной установки (рис. 2). Интенсивность попадающего на камеру первичного пучка γ -лучей равна

$$I_0 = \frac{N_0 h \nu e^{-\mu_0 d}}{4\pi(l+a)^2}, \quad (5)$$

где N_0 — число γ -квантов, испускаемых источником в единицу времени; μ_0 — коэффициент ослабления γ -лучей в веществе фильтра.

Кроме этого прямого пучка γ -лучей, на камеру попадают и γ -лучи, рассеянные в фильтре, благодаря чему к интенсивности I_0 прибавляется еще интенсивность рассеянных γ -лучей I_1 . Мы ограничимся определением интенсивности однократно рассеянных лучей, так как доля γ -лучей, рассеянных двукратно и тем более многократно, в наших условиях будет незначительна.

Интенсивность однократно рассеянных γ -лучей определится выражением

$$I_1 = \int_V \frac{N_0 h \nu e^{-\mu_0 x} e^{-\mu_1(d-x)} \cdot 3\sigma_0 f(\theta, \gamma) dV}{4\pi(a+x)^2 \cdot 8\pi(l-x)^2}, \quad (6)$$

где μ_1 — коэффициент ослабления γ -лучей, рассеянных на угол θ ; функция $f(\theta, \gamma)$ дает угловое распределение рассеянного излучения в формуле Клейна-Нишины:

$$f(\theta, \gamma) = \frac{1 + \cos^2 \theta}{2} [1 + \gamma(1 - \cos \theta)]^{-3} \left[1 + \frac{\gamma^2(1 - \cos \theta)^2}{(1 + \cos^2 \theta)[1 + \gamma(1 - \cos \theta)]} \right];$$

$$\gamma = \frac{h\nu}{m_0 c^2}, \quad (7)$$

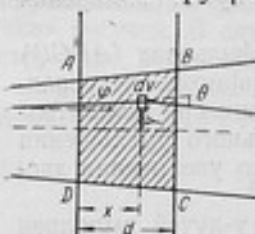
где $m_0 c^2$ — энергия покоя электрона, равная 0,511 Мэв;

$\sigma_0 = \frac{8\pi}{3} \frac{ne^4}{m_0^2 c^4}$ — «классический» коэффициент рассеяния по Томсону.

Интегрирование производится по заштрихованному объему фильтра ABCD (рис. 2 и 3).

Так как при данной геометрии опыта в ионизационную камеру попадают только лучи, рассеянные под малыми углами (не превышающими 20°), то без существенной ошибки можно считать, что энергия рассеянных квантов не отличается от энергии падающих квантов. В наших условиях l имело значения от 15 до 50 см, a — от 6 до 8 см, диаметр камеры был равен 3 см, поэтому значение $f(\theta, \gamma)$ весьма близко к 1 и лишь в самом неблагоприятном случае (Zn^{65}) имеет значение 0,9. Таким образом, с достаточной точностью можно считать, что

$f(\theta, \gamma) \approx 1$ и $\mu_0 \approx \mu_1$. При этом выражение для интенсивности попадающих на камеру γ -лучей принимает вид:



где

$$I = \frac{N_0 h \nu e^{-\mu_0 d}}{4\pi (l+a)^2} K, \quad (8)$$

$$K = 1 + \delta; \quad \delta = \frac{(l+a)^2 \cdot 3\mu_0^2 d}{8a^2 l (l-d)}$$

Рис. 3. Схема прохождения γ -излучения через фильтр.

В табл. 1 приведены вычисленные значения поправочного множителя $K=1+\delta$ для указанных ранее толщин фильтра и для различных применявшихся нами источников γ -лучей.

Таблица 1

Толщина фильтра см	γ -излучатель				
	Ra	Co ⁶⁰	Zn ⁶⁵	Ag ¹¹⁰	Sb ¹²⁴
0,2	1,0015	1,0009	1,0022	1,002	1,0024
0,5	1,004	1,0021	1,0057	1,006	1,0048
0,7	1,005	1,0030	1,0081	1,008	1,0084
1,0	1,008	1,0043	1,0120	1,012	1,0122
1,5	1,012	1,0065	1,0185	1,016	1,0187
2,0	1,016	1,0090	1,0256	1,024	1,0255
3,0	1,026	1,0135	1,0415	1,037	1,0400
4,0	1,036	1,0184	1,0605	1,051	1,0558

Как видно из таблицы, значение поправки δ не превышает 6%. Влияние многократно рассеянного излучения будет еще меньше, и им можно пренебречь, что оправдывает сделанное выше допущение.

Кроме поправки на рассеянное излучение, в расчетные значения ионизации вводились поправки на ослабление γ -лучей в алюминиевой стенке камеры, толщиной 4 мм.

Измерения в широком пучке γ -лучей выполнялись с помощью ионизационной камеры с цилиндрическими свинцовыми фильтрами, изображенной схематически на рис. 4. Камера имеет кольцевую форму; внешний диаметр ее равен 54 см, внутренний — 22 см, высота 23 см. Цилиндрический измерительный электрод, диаметром 37 см и высотой 17 см, подвешен внутри камеры на трех стержнях, изолированных от корпуса камеры янтарными втулками. Последние снабжены охранными кольцами. Вся камера снаружи закрыта защитным заземленным кожухом. Стенки камеры изготовлены из 2-миллиметровой латуни. Измеряемый препарат помещается в стеклянной трубке, вставляющейся в канал центрального фильтра вдоль оси камеры. На корпус камеры подается напряжение в 700 в, обеспечивающее режим насыщения. Камера включалась в компенсационную схему измерения слабых токов¹. Измерение радиевых эквивалентов в широком пучке производилось для искусственных радиоактивных изотопов Cr⁵¹, Co⁶⁰, Zn⁶⁵, Zr⁹⁵, Ag¹¹⁰ и Sb¹²⁴ со свинцовыми фильтрами толщиной 2; 5; 7; 10; 15; 20; 30; 39,5; 60,5 и 78 мм.

Расчет ионизации и радиевых эквивалентов для широких пучков производился по формулам (1) и (2), как и для узких пучков, но с другими значениями поправочных множителей K . Последние были полу-



Рис. 4. Схема ионизационной камеры с цилиндрическими свинцовыми фильтрами для измерений в широком пучке γ -лучей

¹ См. статью настоящего сборника, стр. 37.

чены из данных [1, 2] для широких параллельных пучков γ -лучей и плоских фильтров. Эти данные были пересчитаны на нужные нам значения энергии γ -лучей и толщины фильтров. Учитывая отличие наших геометрических условий от условий, для которых были получены данные [1], поправочные множители можно рассматривать лишь как приближенные. Кроме того, вводя поправку K , мы не учитываем того факта, что попадающие на камеру рассеянные кванты обладают энергиями, отличными от энергии квантов прямого пучка, вследствие чего эффективность камеры по отношению к рассеянным квантам будет отличаться от эффективности ее по отношению к прямому пучку. Однако полностью учесть вышеуказанные факторы затруднительно.

При расчете принято также во внимание различие эффективной толщины фильтра для различных направлений γ -лучей.

Расчет показывает, что отношение $\frac{d_{эфф}}{d}$ приблизительно одинаково для различных толщин фильтра и энергии γ -лучей и равно 1,15. Ионизация, измеренная при определенной толщине фильтра, относилась нами к эффективной толщине, значение же ионизации при номинальной толщине определялось путем графической интерполяции.

Расчетные и экспериментальные значения ионизации при различных толщинах фильтра как в случае применения узких, так и широких пучков γ -лучей выражались в процентах по отношению к ионизации при фильтре толщиной 5 мм, принимавшейся за 100%. Таким образом, γ -эквиваленты всех изотопов при фильтре толщиной 5 мм принимались равными единице.

Ионизация в широком пучке измерялась с точностью до 0,7%. Таким образом, погрешность экспериментального значения γ -эквивалента составляет около 1,5%. При узком пучке, вследствие нестабильности градуировки струнного электрометра и влияния на его показания положения камеры при подключении ее к электрометру, погрешность получается значительно большая и оценивается величиной около 5%. Таким образом, погрешность экспериментального значения γ -эквивалента при узком пучке равна 10%.

Точность расчета γ -эквивалентов определяется точностью поправок на влияние рассеянного излучения (около 10%), а также точностью, с какой известны в настоящее время значения коэффициентов поглощения ($\sim 2\%$) и энергий и интенсивностей линий γ -спектров измеряемых препаратов ($\sim 3-5\%$). Следовательно, точность расчетных значений γ -эквивалентов не превышает 25%.

Результаты измерений и расчета γ -эквивалентов

Для вычисления значений γ -эквивалентов радиоактивных элементов использованы имеющиеся данные о составе γ -спектров этих элементов, а также о γ -спектре радия. Последний имеет весьма сложный состав и несмотря на большое число посвященных ему исследований [3, 4], в настоящее время еще не может считаться достаточно хорошо изученным. Это относится в некоторой степени также к γ -спектрам Ag^{110} и Sb^{124} и вносит некоторую неопределенность в расчет γ -эквивалентов.

Использованные нами данные о составе γ -спектров радия и прочих элементов, вместе с другими величинами, необходимыми для вычисления γ -эквивалентов, приведены в табл. 2 и 3.

Исследования с Co^{60} производились на препарате, имевшем форму цилиндра диаметром 5 мм и длиной 50 мм. Самопоглощение γ -лучей в таком препарате заметно изменяет соотношение интенсивностей γ -линий. Поэтому при вычислении γ -эквивалентов влияние самопоглощения

Таблица 2

Излучатель	Ra		Rab		RaC												
	T ₁	T ₂	T ₁	T ₂	T ₁	T ₂	T ₁	T ₂	T ₁	T ₂	T ₁	T ₂	T ₁	T ₂	T ₁	T ₂	
$A_{\gamma}, \text{Мэв}$	0,188	0,241	0,294	0,350	0,607	0,766	0,933	1,120	1,238	1,379	1,761	1,820	2,090	2,200	2,420		
n_i	0,012	0,11	0,26	0,45	0,658	0,065	0,067	0,19	0,05	0,08	0,22	0,03	0,025	0,074	0,037		
$A_{\gamma}, \text{п.и.}, \text{Мэв}$	0,0023	0,0265	0,0764	0,1574	0,3992	0,0498	0,0625	0,2128	0,0619	0,1103	0,3874	0,0546	0,0522	0,1628	0,0895		
$\tau_{\text{Al}^{27}}, \text{с.м}^{-1}$	0,006	0,004	0,002	0,001	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—		
$\tau_{\text{Cu}}, \text{с.м}^{-1}$	0,380	0,215	0,143	0,096	0,024	0,014	0,009	0,006	0,006	0,005	0,003	0,003	0,003	0,002	0,002		
$\sigma_{\text{Al}^{27}}, \text{с.м}^{-1}$	0,070	0,072	0,074	0,076	0,078	0,076	0,074	0,071	0,070	0,068	0,065	0,063	0,060	0,059	0,057		
$\sigma_{\text{Cu}}, \text{с.м}^{-1}$	0,210	0,218	0,226	0,230	0,233	0,230	0,223	0,216	0,212	0,207	0,194	0,191	0,183	0,179	0,174		
$\mu_{\text{Pb}}, \text{с.м}^{-1}$	13,4	7,18	4,60	3,22	1,34	1,022	0,837	0,724	0,667	0,615	0,531	0,528	0,498	0,488	0,476		

Таблица 3

Изотоп	Sr ⁹⁰		Co ⁶⁰		Zn ⁶⁶		Zr ⁹⁶ + Nb ⁹⁶		Ag ¹⁰⁸ (главные линии)				Sb ¹²⁴ (главные линии)					
	T ₁	T ₂	T ₁	T ₂	T ₁	T ₂	T ₁	T ₂	T ₁	T ₂	T ₁	T ₂	T ₁	T ₂	T ₁	T ₂		
$A_{\gamma}, \text{Мэв}$	0,323	1,1715	1,3316	1,118	0,511	0,23	0,73	0,758	0,656	0,885	0,935	1,389	1,516	0,603	0,650	0,714	1,708	
n_i	0,08	1	1	0,15	0,05	0,465	0,465	0,50	1	0,81	0,31	0,33	0,17	0,46	0,04	0,12	0,35	0,03
$\tau_{\text{Cu}}, \text{с.м}^{-1}$	0,115	0,006	0,005	0,0065	0,367	0,222	0,016	0,014	0,021	0,010	0,009	0,005	0,004	0,029	0,022	0,017	0,0034	0,0027
$\sigma_{\text{Cu}}, \text{с.м}^{-1}$	0,232	0,216	0,209	0,216	0,235	0,218	0,230	0,230	0,233	0,225	0,223	0,209	0,202	0,233	0,231	0,250	0,195	0,184
$\sigma_{\text{Al}^{27}}, \text{с.м}^{-1}$	—	0,070	0,068	0,071	0,078	—	—	—	0,078	0,074	0,074	0,068	0,066	0,078	0,078	0,077	0,064	0,060
$\mu_{\text{Pb}}, \text{с.м}^{-1}$	3,2	0,71	0,63	0,73	1,53	6,0	1,04	1,0	1,17	0,87	0,83	0,62	0,584	1,25	1,18	1,06	0,544	0,500
Литература	[6,7]	[8]	[9, 10, 11, 12, 13, 14]	[3,4]	[13]	[14]												

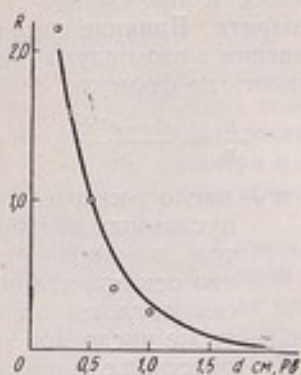


Рис. 5. Зависимость γ -эквивалентов Cr^{51} от толщины фильтра:
 — расчетные значения γ -эквивалентов;
 ○ экспериментальные значения

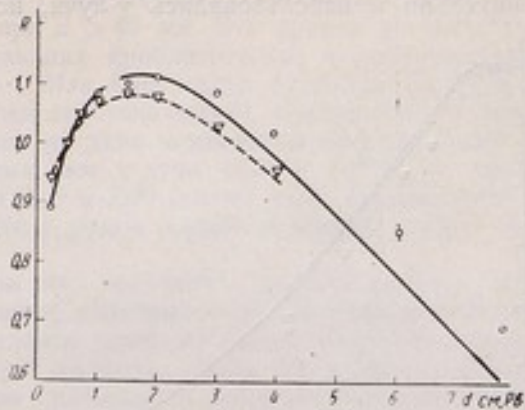


Рис. 6. Зависимость γ -эквивалентов Co^{60} от толщины фильтра:
 — расчетные значения при широких пучках;
 - - - то же, при узких пучках;
 ○ экспериментальные значения при широких пучках;
 ▽ то же, при узких пучках

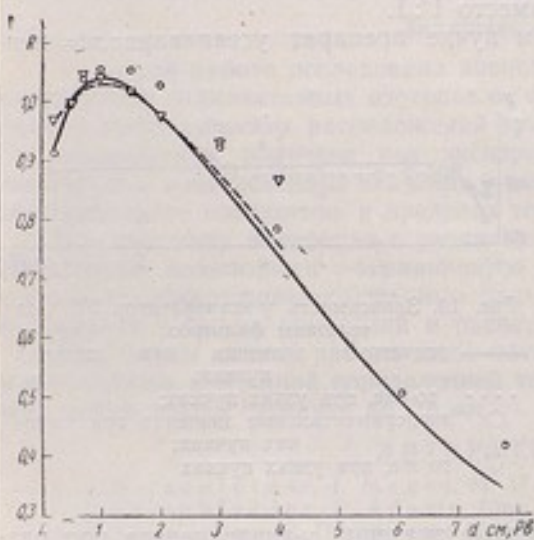


Рис. 7. Зависимость γ -эквивалентов Zn^{65} от толщины фильтра:
 — расчетные значения при широких пучках;
 - - - то же, при узких пучках;
 ○ экспериментальные значения при широких пучках;
 ▽ то же, при узких пучках

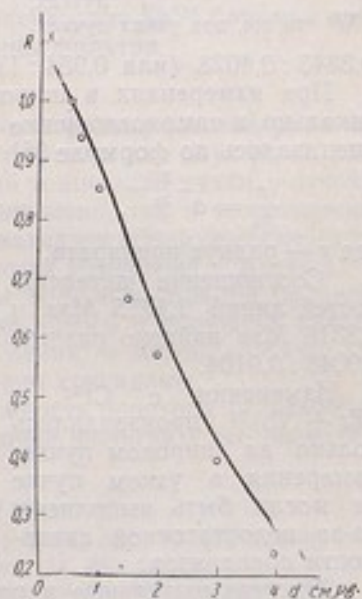


Рис. 8. Зависимость γ -эквивалентов $(\text{Zr} + \text{Nb})^{95}$ от толщины фильтра:
 — расчетные значения γ -эквивалентов;
 ○ экспериментальные значения

учитывалось, и в значения относительных интенсивностей γ -линий вводились соответствующие поправки.

При измерениях в узком пучке γ -лучей препарат располагался горизонтально и использовались γ -лучи, испускаемые в направлениях,

близких к продольной оси препарата. Влияние самопоглощения в этом случае оценивалось по формуле

$$\frac{n}{n_0} = \frac{1 - e^{-\mu l}}{\mu l}, \quad (9)$$

где n — число γ -квантов, испускаемых препаратом в направлении его оси при наличии самопоглощения;

n_0 — то же число при отсутствии самопоглощения;

l — длина препарата.

Значения коэффициентов поглощения γ -лучей Co^{60} в кобальте равны: для линии 1,1715 Мэв — $0,471 \text{ см}^{-1}$, для линии 1,3316 Мэв — $0,442 \text{ см}^{-1}$. При этом соотношение интенсивностей этих линий оказывается равным

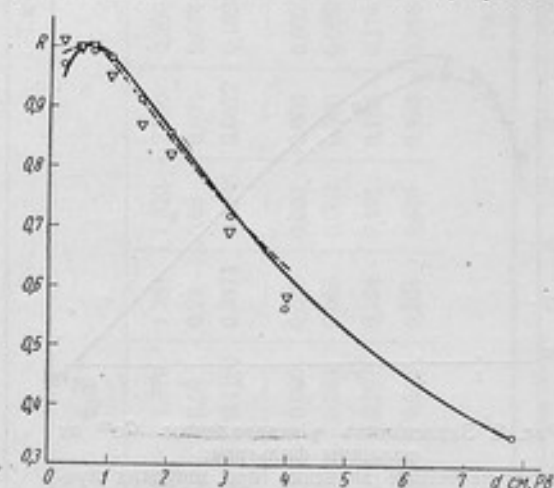


Рис. 9. Зависимость γ -эквивалентов Ag^{110} от толщины фильтров:
— расчетные значения при широких пучках;
- - - то же, при узких пучках;
○ экспериментальные значения при широких пучках;
▽ то же, при узких пучках.

0,3843 : 0,4028 (или 0,954 : 1) вместо 1 : 1.

При измерениях в широком пучке препарат устанавливался вертикально, и самопоглощение оценивалось по формуле [5]

$$\frac{n}{n_0} = e^{-\frac{8}{3\pi} \mu r},$$

где r — радиус препарата.

Соотношение интенсивностей линий 1,1715 Мэв и 1,3316 Мэв найдено равным 0,9048 : 0,9104.

Измерения с Cr^{51} и $(\text{Zr} + \text{Nb})^{95}$ производились только на широком пучке; измерения в узком пучке не могли быть выполнены из-за недостаточной активности препаратов.

Экспериментальные и расчетные значения γ -эквивалентов при различных фильтрах представлены на рис. 5—10.

Рассмотрение результатов

Рассматривая полученные кривые зависимости γ -эквивалентов от фильтрации, можно сделать следующие выводы.

Экспериментальные значения совпадают с расчетными в пределах точности измерений и расчета.

Изменение γ -эквивалентов в зависимости от толщины фильтра одинаково как при узких, так и при широких пучках γ -лучей.

Характер зависимости γ -эквивалентов от толщины фильтра определяется составом излучаемого данным радиоактивным элементом γ -спек-

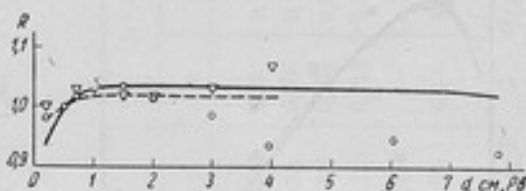


Рис. 10. Зависимость γ -эквивалентов Sb^{124} от толщины фильтров:
— расчетные значения при широких пучках;
- - - то же, при узких пучках;
○ экспериментальные значения при широких пучках;
▽ то же, при узких пучках

тра и сложностью состава спектра γ -лучей радия. Можно выделить следующие четыре типа кривых.

1. Кривые, у которых $R < 1$ при толщине фильтра $d < 5$ мм, $R > 1$ при $d = 5-40$ мм и $R < 1$ при $d > 40$ мм. Это кривые γ -эквивалентов Co^{60} и Zn^{65} , т. е. элементов, дающих приблизительно монохроматическое γ -излучение с энергией около 1 Мэв. При малых толщинах фильтра сказывается сильное ионизационное действие мягких компонентов γ -спектра радия. При больших толщинах жесткие компоненты спектра радия оказываются более проникающими, чем γ -лучи Co^{60} и Zn^{65} , при средних же толщинах фильтра γ -лучи Co^{60} и Zn^{65} имеют еще значительную интенсивность, в то время как у радия мягкие компоненты уже сильно ослаблены.

2. Кривые, у которых при всех значениях толщины фильтра (кроме $d = 5$ мм) $R < 1$. Такой характер зависимости имеет γ -эквивалент Ag^{110} , спектр которого имеет чрезвычайно сложный состав. Наиболее интенсивными линиями в γ -спектре Ag^{110} являются линии 656 и 885 кэв. Поэтому при малых толщинах фильтра сказывается действие более мягких компонентов спектра радия, при средних же и больших толщинах излучение Ag^{110} ослабляется значительно сильнее, чем более жесткие компоненты спектра радия.

3. Кривые, у которых $R > 1$ при $d < 5$ мм и $R < 1$ при $d > 5$ мм. К ним относятся γ -эквиваленты Cr^{51} и $(\text{Zr} + \text{Nb})^{95}$, имеющие в составе своих γ -спектров мягкие, но довольно интенсивные γ -лучи, быстро ослабляющиеся с увеличением толщины фильтра.

4. Кривая, у которой $R \sim 1$ при всех значениях d . Такой вид имеет кривая γ -эквивалента Sb^{124} ; линии γ -спектра Sb^{124} почти совпадают с главными линиями γ -спектра радия; поэтому γ -эквивалент Sb^{124} близок к единице и мало изменяется с изменением толщины фильтра.

Заключение

В данной работе исследована зависимость γ -эквивалентов ряда искусственных радиоактивных изотопов от фильтрации для двух резко различных геометрических расположений (узкий и широкий пучки γ -лучей). Эта зависимость получена как экспериментально, так и теоретически. Измеренные и вычисленные значения γ -эквивалентов обнаруживают удовлетворительное совпадение в пределах точности измерений и расчета.

По характеру изменения с увеличением толщины фильтра полученные кривые зависимости γ -эквивалентов для узкого и широкого пучков γ -лучей не обнаруживают большого расхождения, и можно считать, что в пределах точности измерений и расчета они совпадают.

Результаты данной работы дают возможность перехода от значения γ -эквивалента при одной определенной толщине фильтра к его значению при любой другой толщине до 7,8 см.

ЛИТЕРАТУРА

1. I. Hirschfelder, I. Magee, M. Hull. Phys. Rev., 73, 852 (1948).
2. I. Hirschfelder, E. Adams. Phys. Rev., 73, 863 (1948).
3. Б. Желенов, С. Петрович. Успехи физических наук, 40, № 4, 1950.
4. I. Hollander, I. Perlman, G. Seaborg. Revs., Mod. Phys., 25, 469 (1953).
5. R. D. Evans, R. O. Evans. Revs. Mod. Phys., 20, 305 (1948).
6. B. Kern, A. Mitchell, D. Zaffarano. Phys. Rev., 76, 94 (1949).
7. W. Lyon. Phys. Rev., 87, 1126 (1952).
8. D. Lind, I. Brown, I. Du Mond. Phys. Rev., 76, 1938 (1949).
9. E. Iensen, L. Laslett, W. Pratt. Phys. Rev., 75, 458 (1949).
10. K. Mann, D. Rankin, P. Daykin. Phys. Rev., 76, 1719 (1949).
11. I. K. Major. Comp. Rend., 234, 2276 (1952); Phys. Rev., 86, 631 (1952).
12. T. Yuasa. Comp. Rend., 235, 366 (1952).
13. K. Siegbahn. Phys. Rev., 77, 238 (1950).
14. B. Kern, D. Zaffarano, A. Mitchell. Phys. Rev., 73, 1142 (1948).

**ПРИМЕНЕНИЕ КАМЕРЫ-СВИДЕТЕЛЯ
С БАЛЛИСТИЧЕСКИМ ГАЛЬВАНОМЕТРОМ
ДЛЯ ПОВЫШЕНИЯ ТОЧНОСТИ ВОСПРОИЗВЕДЕНИЯ
И ПЕРЕДАЧИ РЕНТГЕНА**

Эталонная установка ВНИИМ для воспроизведения рентгена осуществлена по принципу так называемого группового эталона и представляет собой совокупность трех идентичных ионизационных камер и трех идентичных электроизмерительных устройств [1 и 2]. Измерения ионизационного тока каждой из камер могут производиться последовательно одним из трех электроизмерительных устройств; таким образом, одно и то же излучение может быть измерено при девяти различных комбинациях «камера — электроизмерительное устройство». За истинное значение мощности дозы в рентгенах принимается среднее взвешенное из результатов этих измерений.

Анализ результатов измерений, получаемых при воспроизведении рентгена, показал, что во всех сериях измерений имеются отклонения от средних значений мощности дозы, значительно превышающие среднюю ошибку. Источником таких отклонений является недостаточное постоянство режима работы рентгеновской трубки. Для исключения влияния режима работы трубки можно идти путем создания: а) стабилизаторов, обеспечивающих постоянство работы рентгеновского аппарата; б) устройств, контролирующих с помощью рентгеновского излучения режим работы аппарата.

В лаборатории применялся метод учета режима излучения с помощью ионизационной камеры-свидетеля [3], сочлененной с гальванометром и регистрирующим устройством. Камера была помещена в нефильтрованный пучок, направленный примерно под углом 60° к рабочему пучку лучей.

Поправочный множитель на режим излучения принимался равным отношению средней величины отклонения зайчика гальванометра за время данного измерения к средней величине отклонения одного из отсчетов, условно принятого за единицу.

Однако следует отметить, что показания камеры-свидетеля не были строго пропорциональны показаниям эталонной установки потому, что первая работала в нефильтрованном пучке рентгеновских лучей, а вторая — в различно фильтрованных пучках. Кроме того, обработка фото-записи показаний камеры-свидетеля крайне трудоемка.

Для обеспечения строгой пропорциональности в показаниях, камера-свидетель была установлена в рабочем пучке лучей. Расстояние от анода трубки до окна камеры равнялось 21 см. Напряжение, приложенное к камере, обеспечивало измерение тока насыщения, который при обычно применяемых режимах излучений составлял примерно $2,5 \cdot 10^{-8}$ а.

В настоящей работе предлагается контролировать режим излучения не по мощности дозы (ионизационному току), а по дозе (количеству электричества, образованному в ионизационной камере-свидетеле). Измерения количества электричества в камере-свидетеле производятся с по-

мощью баллистического гальванометра. Для уяснения способа учета режима излучения с помощью баллистического гальванометра остановимся на рассмотрении принципиальной схемы такой камеры-свидетеля, представленной на рис. 1.

Контроль дозы рентгеновского излучения осуществляется следующим образом. Перед началом измерений, с помощью специального переключателя, замыкаются контакты K , C и $З$ (положение I). В момент начала отсчета на эталонной установке, вместе с пуском секундомера, контакт $З$ отключается (положение II) и система емкостей $C_1 + C_2$ заряжается током камеры-свидетеля. В конце измерения, с остановкой секундомера, конденсатор переключается на баллистический гальванометр (положение III). Отклонения гальванометра пропорциональны количеству электричества на емкостях $C_1 + C_2$, накопленному за время измерения. Затем переключатель переводится в начальное положение.

При измерениях на эталонной установке количество электричества, образованное в нормальной ионизационной камере за время отсчета, равно количеству электричества, скомпенсированному на электроизмерительном устройстве. Поделив это количество электричества на измерительный объем камеры, получим дозу излучения, выраженную в рентгенах.

В том случае, когда напряжение компенсации остается постоянным, для одного и того же электроизмерительного устройства (C_0 — постоянно) показания баллистического гальванометра должны оставаться одинаковыми, независимо от величины мощности дозы, а следовательно, и времени компенсации.

Емкость C_1 камеры-свидетеля должна быть больше емкости всей остальной системы с тем, чтобы на нее падала большая часть заряда, а время разряда ее на гальванометр должно быть не более 0,1 периода гальванометра.

В камере-свидетеле использовались два высокоизолированных конденсатора типа КСГ-2Г, соединенных параллельно. Общая емкость конденсаторов была около 80 000 пф, а всей остальной системы — 3000 пф. Таким образом, на измерительный конденсатор падало 97% количества электричества, образованного в камере-свидетеле.

При измерении на эталонной установке в течение 30—60 сек. и при ионизационном токе силой $2,5 \cdot 10^{-8}$ а количество электричества, образованное в камере, $Q = 14,4 \cdot 10^{-7}$ кул, что создавало на конденсаторе C_1 напряжение порядка 18 в.

Проверка изоляции камеры-свидетеля показала, что при напряжениях до 25 в за время, в три раза превышающее время измерения на эталонной установке, утечка заряда практически равна нулю.

Использованный в схеме гальванометр имел следующие параметры: чувствительность (при расстоянии шкала — зеркало равном 1,5 м) —

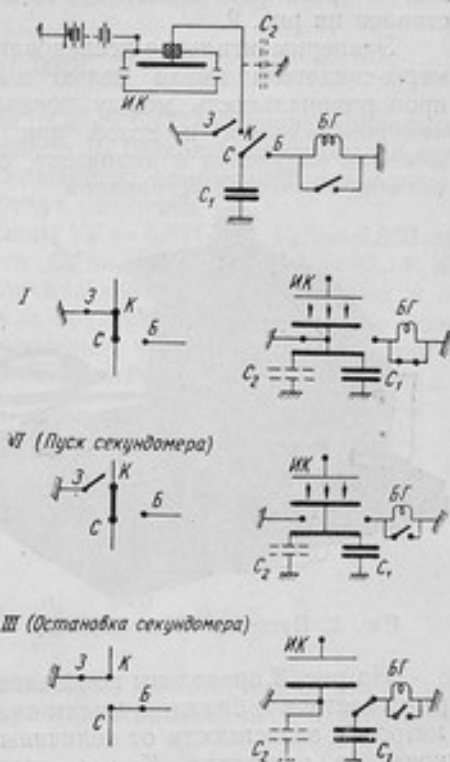


Рис. 1. Схема камеры-свидетеля с баллистическим гальванометром: C_1 — высокоизолированный конденсатор; C_2 — емкость высокоизолированного соединительного кабеля; K , C , $З$ и $Б$ — контакты переключателя; $ИК$ — ионизационная камера-свидетель; $БГ$ — баллистический гальванометр

$0,14 \cdot 10^{-7}$ кул/мм; период колебания при разомкнутых контактах — 28 сек.; сопротивление рамки — 300 ом; пропорциональность в отклонении — в пределах ± 450 мм шкалы.

При таких параметрах конденсатор C_1 практически полностью разрядился за время, значительно меньшее 0,1 периода гальванометра.

Для того, чтобы обеспечить одновременность включения и выключения камеры-свидетеля с началом и концом отсчетов на эталонной установке, было изготовлено специальное пусковое приспособление, общий вид которого (при снятой крышке) представлен на рис. 2.

Экспериментальное исследование камеры-свидетеля имело целью выяснить пропорциональность между показаниями камеры-свидетеля и дозой при любом качестве излучения в диапазоне, охватываемом эталонной установкой.



Рис. 2. Пусковое приспособление

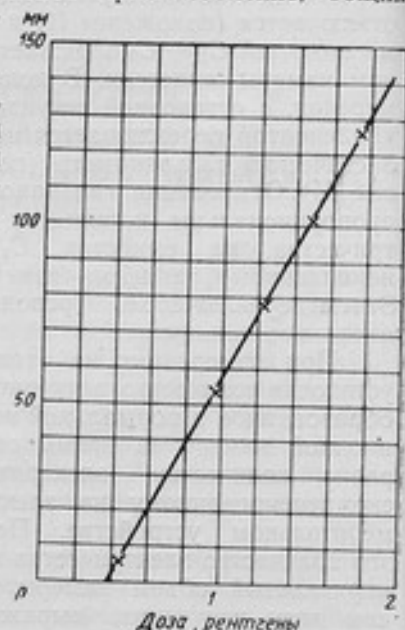


Рис. 3. Отклонения баллистического гальванометра в зависимости от дозы, измеренной на эталонной установке

На рис. 3 приведены показания камеры-свидетеля с баллистическим гальванометром в зависимости от величины дозы, измеренной на эталонной установке, в рентгенах. Как и следовало ожидать, показания камеры-свидетеля пропорциональны дозе. Исследования показаний в зависимости от величины мощности дозы и качества излучений в пределах напряжений возбуждения от 100 до 140 кв при фильтрации от 1 мм Al до 1 мм Cu (слой половинного ослабления от 0,07 до 0,85 мм Cu) дали результаты, указывающие на независимость показаний камеры-свидетеля от указанных факторов.

Из полученных результатов следует, что способ контроля по дозе рентгеновского излучения с помощью камеры-свидетеля с баллистическим гальванометром является вполне удовлетворительным и отвечает требованиям, предъявляемым к устройствам такого рода.

В табл. 1 приводятся средние отклонения (в миллиметрах) баллистического гальванометра камеры-свидетеля для отдельных комбинаций

Таблица 1

№ камеры	№ электронизмерительного устройства		
	№ 1 ($C_0 = 93,6$), пф	№ 2 ($C_0 = 92,14$), пф	№ 3 ($C_0 = 95,03$), пф
1	75,5	73,8	76,5
2	75,6	74,3	76,3
3	75,6	73,9	76,6
Среднее	75,6	74,0	76,5

«камера — электрометрическое устройство» эталонной установки, полученные при проведении одного из циклов сличений. Для всех комбинаций величина напряжения компенсации U_k равнялась 20 в.

При каждой комбинации производилось шесть отсчетов, средние значения которых приведены в таблице. Как следует из данных, показания камеры-свидетеля одинаковы для комбинаций с одним и тем же электроизмерительным устройством.

Формула, по которой производится расчет дозы в рентгенах при измерениях на эталонной установке, имеет следующий вид:

$$D_0 = K_{н.т} \frac{C_0 U_k}{300 V_0} \quad (1)$$

Поскольку значения емкостей C_0' , C_0'' и C_0''' электроизмерительных устройств и объемы ионизационных камер V_0 несколько отличны, то естественно, что дозы, измеренные при каждой из комбинаций при одном и том же напряжении компенсации, будут различны.

Измерительные объемы камер равны $V_0' = 6,841 \text{ см}^3$, $V_0'' = 6,830 \text{ см}^3$, $V_0''' = 6,797 \text{ см}^3$, тогда как емкости $C_0' = 93,60 \text{ пф}$, $C_0'' = 92,14 \text{ пф}$, $C_0''' = 95,03 \text{ пф}$. Таким образом, величина дозы, а следовательно, и показания камеры-свидетеля в основном обусловлены различием в емкостях. Нижеприведенные цифры действительно подтверждают, что соотношения емкостей пропорциональны соотношениям показаний свидетеля для данных комбинаций:

$$\frac{C_0'}{C_0''} = \frac{93,60}{92,14} = 1,016; \quad \frac{n_1}{n_2} = \frac{75,6}{74,0} = 1,022;$$

$$\frac{C_0'}{C_0'''} = \frac{93,60}{95,03} = 0,985; \quad \frac{n_1}{n_3} = \frac{75,6}{76,5} = 0,988;$$

$$\frac{C_0''}{C_0'''} = \frac{92,14}{95,03} = 0,969; \quad \frac{n_2}{n_3} = \frac{74,0}{76,5} = 0,967.$$

Полученные результаты свидетельствуют об отсутствии каких-либо систематических погрешностей в результатах измерений и о неизменности параметров установки.

Таким образом, с помощью камеры-свидетеля с баллистическим гальванометром легко осуществлять контроль за основными параметрами эталонной установки.

Назначение групповой эталонной установки в дозиметрии рентгеновских лучей, как и вообще эталонов во всех других областях измерений, заключается не только в том, чтобы воспроизводить основную единицу измерений, но и правильно передавать ее значение другим прибором.

Передача рентгена обычно осуществлялась путем последовательного измерения в одном и том же пучке лучей мощности дозы рентгеновского излучения с помощью эталонной установки и испытуемого прибора (методика замещения ионизационных камер). Погрешность в определении времени компенсации, входящего в расчет мощности дозы, обусловленная непостоянством режима излучения, значительно превышает погрешность от неточности определения параметров самой эталонной установки. Так, если самые большие погрешности в значениях параметров (емкости и напряжения) эталонной установки не превышают 0,5%, то при условиях наиболее благоприятного режима излучения погрешность значения времени компенсации достигает 1—2%. Для большинства образцовых приборов, работающих по принципу измерения зарядов, образованных в ионизационной камере, расчет мощности дозы производится по следующей формуле:

$$P = K \frac{t_k}{t_p} \quad (2)$$

где t_k — время срабатывания прибора под действием радиоактивного контрольного препарата;
 t_p — время срабатывания прибора под действием рентгеновских лучей;
 K — постоянная прибора, имеющая размерность $p/\text{мин}$ или $p/\text{сек}$.
 Установление значения постоянной K является целью сличения прибора с эталонной установкой.

$$K = P_0 \frac{t_p}{t_k}, \quad (3)$$

где P_0 — мощность дозы излучения по измерениям на эталонной установке.

При этом погрешность в определении постоянной K будет определяться как

$$\frac{\Delta K}{K} = \sqrt{\left(\frac{\Delta P_0}{P_0}\right)^2 + \left(\frac{\Delta t_k}{t_k}\right)^2 + \left(\frac{\Delta t_p}{t_p}\right)^2}. \quad (4)$$

Погрешности $\frac{\Delta P_0}{P_0}$ и $\frac{\Delta t_p}{t_p}$ зависят от режима работы трубки и, как показали измерения, имеют значения порядка 1,5—2,0%. Таким образом, точность значения постоянной не превышает 2,5—3,0%.

Как следует из выражения (2), произведение $(K \cdot t_k)$ есть величина дозы, соответствующая либо одному акту действия прибора, либо перемещению указателя отсчетного прибора на какой-то определенный интервал шкалы, т. е.

$$K = \frac{D}{t_k}. \quad (5)$$

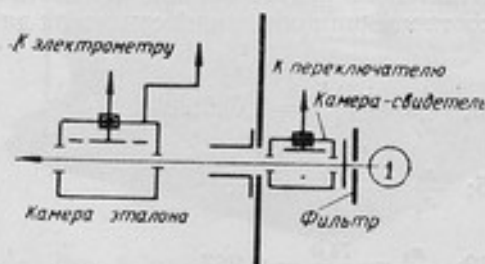


Рис. 4. Схема расположения ионизационных камер в рабочем пучке лучей при сличениях

Таким образом, процесс градуировки прибора может быть сведен к определению дозы, соответствующей одному акту действия прибора, и измерению времени срабатывания прибора под воздействием контрольного препарата, которое обычно может быть отсчитано с точностью 0,3%.

В связи с переходом на контроль дозы излучения при помощи камеры-свидетеля с баллистическим гальванометром оказалось целесообразным использовать эту камеру в качестве прибора-посредника при передаче единицы.

Методика передачи единицы заключается в следующем. При определенных установленных расстояниях между трубкой, камерой-свидетелем и камерой эталонной установки производится градуировка камеры-свидетеля по дозе, измеренной на эталонной установке. Расположение камеры-свидетеля в рабочем пучке и камеры-эталона представлено на рис. 4. Результаты градуировки представляются прямой, аналогичной приведенной на рис. 3. Затем камера испытуемого прибора устанавливается на место камеры эталонной установки так, чтобы входная диафрагма ее была на таком же расстоянии от трубки, как и диафрагма эталонной камеры. При различных режимах излучения, соответствующих условно принятой градуировочной шкале, определяются показания баллистического гальванометра, соответствующие одному акту действия прибора. Включение и выключение камеры-свидетеля производятся одновременно с моментами срабатывания прибора.

Из прямой (см. рис. 3) определяют дозу излучения, значение которой подставляют в равенство (3) для подсчета постоянной K .

При этом погрешность в определении постоянной будет

$$\frac{\Delta K}{K} = \sqrt{\left(\frac{\Delta D_0}{D_0}\right)^2 + 2\left(\frac{\Delta N_{cp}}{N_{cp}}\right)^2 + \left(\frac{\Delta t_k}{t_k}\right)^2}, \quad (6)$$

где $\frac{\Delta D_0}{D_0}$ — погрешность в значении дозы, определяемая параметрами эталонной установки;

$\frac{\Delta N_{cp}}{N_{cp}}$ — средняя относительная погрешность ряда измерений на баллистическом гальванометре, имеющая значение около 0,3%.

Коэффициент 2 учитывает, что эта погрешность входит в результаты измерений дважды: при градуировке камеры-свидетеля и при измерениях с испытуемым прибором.

Таким образом $\frac{\Delta K}{K}$ имеет значение порядка 1,0%.

Методика передачи рентгена с помощью прибора-посредника — камеры-свидетеля с баллистическим гальванометром — позволяет исключить из результатов сличений самую большую погрешность, вносимую за счет непостоянства режима излучения, и тем самым повысить точность передачи единицы в два раза.

ЛИТЕРАТУРА

1. И. В. Поройков и Н. Н. Аруев. Труды ВНИИМ, вып. 8, 1935, стр. 5.
2. И. В. Поройков и К. К. Аглинцев. Труды ВНИИМ, вып. 17, 1938, стр. 5.
3. К. К. Аглинцев и И. А. Божок. Труды ВНИИМ, вып. 25, 1939, стр. 9.

ВЛИЯНИЕ ДИАФРАГМИРОВАНИЯ РЕНТГЕНОВСКИХ ЛУЧЕЙ В ЭТАЛОННОЙ УСТАНОВКЕ НА РЕЗУЛЬТАТЫ ВОСПРОИЗВЕДЕНИЯ И ПЕРЕДАЧИ РЕНТГЕНА

Точность воспроизведения рентгена с помощью нормальных ионизационных камер определяется знанием величины измерительного объема камеры.

При точечном источнике рентгеновских лучей определение величины измерительного объема не вызывает каких-либо принципиальных трудностей; если же размеры анода больше размеров входных диафрагм камер, то в этом случае возникают некоторые затруднения.

Вопросами геометрии пучка лучей и способами определения измерительного объема камер при неточечном аноде занимался ряд исследователей [1, 2, 3]; результаты этих работ проанализированы и обобщены Тейлором [4]. Во всех них, однако, не учитывается, что анод рентгеновской трубки в реальных условиях эксплуатации не является равномерно излучающей поверхностью.

Ввиду важности вопроса определения измерительного объема камер остановимся на геометрии пучка и способах подсчета измерительного объема при точечном источнике излучения. Обычно в практике существуют два способа подсчета измерительного объема камеры. Первый из них заключается в том, что фотографируют сечения пучка лучей в месте расположения концов измерительного электрода, определяют их площади, а затем рассчитывают объем усеченного конуса.

Измеренное значение дозы излучения в этом случае относится к середине измерительного электрода. Второй способ заключается в определении эффективного объема, который приравнивается к объему цилиндра с основанием, равным площади отверстия входной диафрагмы камеры, и высотой, равной эффективной длине измерительного электрода.

Эта замена действительного конусообразного объема цилиндрическим основана на том, что в каждом сечении пучка произведение интенсивности излучения на площадь является величиной постоянной. Измеренная доза в этом случае относится к месту входной диафрагмы камеры, причем на ослабление излучения вдоль камеры вводится соответствующая поправка.

Подобная замена весьма удобна, так как размеры входной диафрагмы и длина измерительного электрода могут быть измерены значительно точнее, чем площади оснований конусообразного объема. Кроме того, величина цилиндрического измерительного объема не зависит от условий диафрагмирования вне камеры и от расстояний до анода, и для данной камеры является постоянной. В силу этого в настоящее время при измерениях с помощью нормальных камер расчет ведется на цилиндрический объем и измеренная доза относится к поверхности входной диафрагмы.

Рассмотрим вопрос о справедливости приведения измерительного объема к цилиндрическому в случае применения неточечного анода трубки. На рис. 1 схематически представлено расположение анода

трубки, ионизационной камеры и диафрагмы в эталонной установке, а также показан ход лучей для различных точек анода.

Обозначим через a радиус экранирующей диафрагмы D_1 у трубки и через b радиус поля облучения, получаемого на передней стенке D_2 камеры. Очевидно, что

$$\frac{A+B}{A} = \frac{b}{a} = c,$$

где через c обозначено отношение $\frac{b}{a}$.

Для радиуса поля облучения, получаемого от области анода, смещенной на расстояние ρ от оси, имеем:

$$\frac{A+B}{A} = \frac{b_1+x}{\rho} = \frac{b_1+b_2+x}{\rho+a} = \frac{x}{\rho-a},$$

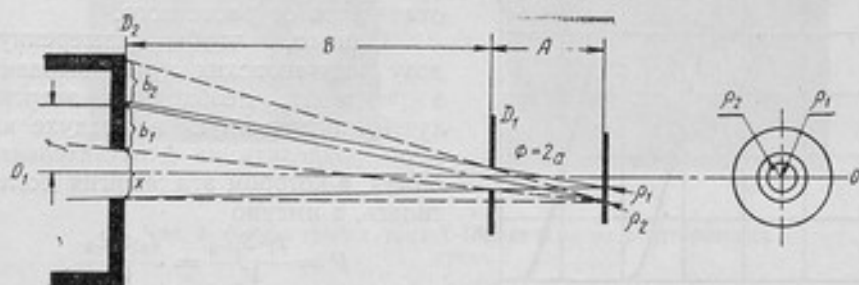


Рис. 1. Ход лучей в эталонной установке при неточечном аноде:

A — расстояние от анода до диафрагмы D_1 ; B — расстояние от диафрагмы D_1 до передней стенки камеры D_2 .

откуда находим

$$b_1 = b_2 = ca = b,$$

т. е. величина радиуса поля облучения на передней стенке камеры остается неизменной для различных точек анода и зависит лишь от радиуса диафрагмы D_1 и соотношения расстояний A и B .

Положение центра полей облучения для разных точек анода будет различным. Для точки анода, лежащей на оси OO_1 , центр поля облучения совпадает с центром диафрагмы камеры (т. е. $f=0$). По мере же удаления излучающей точки от центрального положения будет иметь место следующая зависимость величины f от расстояния ρ , определяющего положение излучающей точки:

$$f = (b_1 + x) - \rho = c\rho - \rho = \rho(c - 1).$$

Лучи, исходящие из области анода в пределах радиуса ρ_1 , полностью перекрывают входную диафрагму; лучи, исходящие из области, лежащей в пределах между ρ_1 и ρ_2 , проникают в камеру не через всю диафрагму; лучи, исходящие из области анода $\rho \geq \rho_2$, вообще не попадают в камеру.

Таким образом, та часть действующей поверхности анода, от которой излучение проникает в камеру, будет определяться соотношением геометрических размеров диафрагм и расстояний A и B .

Для эталонной установки ВНИИМ $A = 15$ см, $B = 77$ см, диаметр входной диафрагмы камеры равен 8 мм, диаметр экранирующей диафрагмы, равный $2a$, при исследовании изменялся: в одном случае он равнялся 8 мм, в другом 5 мм.

$$c = \frac{A+B}{A} = 6,1.$$

Для точек с различными значениями ρ были рассчитаны значения b и f и построены поля облучения на передней стенке камеры. С помощью планиметра были определены площади отверстия диафрагмы S_p , которые перекрывались этими полями.

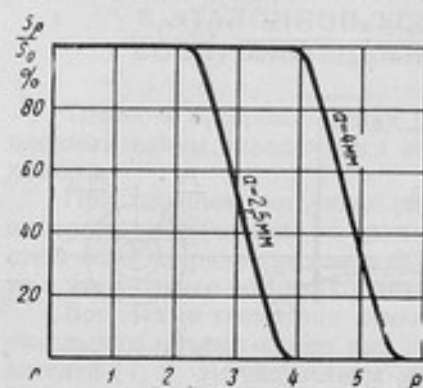
На рис. 2 изображена кривая изменения $\frac{S_p}{S_0}$ в зависимости от ρ . Она дает представление об измерении S_p для точек анода, расположенных в направлении какого-либо радиуса; на самом же деле все точки, расположенные по кольцу с радиусом ρ_x , будут давать аналогичную картину, и поля S_p будут накладываться одно на другое.

Таким образом, при неточечном аноде и наличии системы диафрагм, излучение от поверхности анода (от ρ_1 до ρ_2) не полностью перекрывает входную диафрагму ионизационной камеры, и действительный ионизационный объем все больше и больше отличается от расчетного.

Однако, чтобы измеренную дозу рентгеновских лучей выразить в рентгенах, необходимо энергию лучей, поглощенную в воздухе камеры, разделить на действительный объем, в котором эта энергия поглотилась, а именно

$$P = \frac{I \cdot S_p \cdot L_0}{V_p} = \frac{I_0 \gamma S_0 L_0}{V_0}$$

Рис. 2. Ход изменения $\frac{S_p}{S_0}$ в зависимости от ρ



где V_p — измерительный объем, соответствующий площади перекрытия диафрагмы S_p ; S_0 — площадь отверстия входной диафрагмы.

Несмотря на то, что для точек поверхности анода между ρ_1 и ρ_2 $S_p < S_0$, соотношение $\frac{S_p}{V_p}$ для данной камеры есть величина постоянная равная $\frac{S_0}{V_0}$. Однако ионизация в камере всегда относится к объему V_0 , и поэтому расчет на цилиндрический измерительный объем с основанием, равным площади входной диафрагмы, для неточечного источника лучей будет ошибочным для областей между ρ_1 и ρ_2 .

Неполное перекрытие диафрагмы камеры ведет к образованию ореола с меньшей интенсивностью вокруг основного пучка лучей в камере. Рассчитать интенсивность в ореоле пучка практически невозможно из-за неравномерности излучения по поверхности анода, поэтому в установках с нормальными камерами желательно создавать такие условия диафрагмирования, чтобы площадь ореола была возможно меньшей по сравнению с площадью, имеющей равномерную интенсивность.

Вторым моментом, обращающим на себя внимание, является то, что по мере удаления излучающих точек от середины анода измерительный объем из прямого конуса переходит в наклонный. Однако для параметров эталонной установки ВНИИМ различие в объемах наклонного и прямого конусов лежит далеко за пределами точности воспроизведения рентгена, и им можно пренебречь.

При передаче единицы от эталонной установки к образцовым приборам большое значение приобретают вопросы диафрагмирования и распределения интенсивности в рабочем пучке лучей, особенно когда размеры входных диафрагм камер, либо сами наперстковые камеры различны. Обычно наибольшие размеры камер, сличаемых с эталоном, приблизительно равны 20—25 мм. Для обеспечения полного перекрытия

камер рабочее поле в пучке лучей должно быть в 1,5—2 раза больше камеры. Следовательно, желательно иметь поле с равномерно распределенной интенсивностью в пределах круга радиусом 20—30 мм.

На рис. 3, а и б приведены фотографии анодов и трубок типа Т-180, обычно применяемых при дозиметрических измерениях. Фотографии сделаны с помощью диафрагмы с очень маленьким отверстием и на таком расстоянии, что их размеры соответствуют действительным

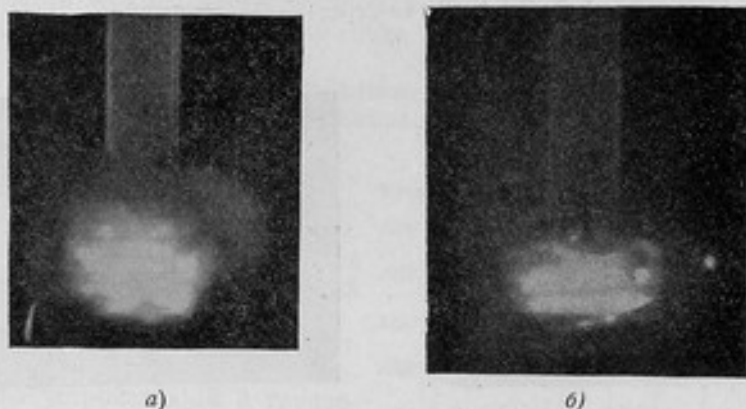


Рис. 3. Аноды трубок типа Т-180, снятые на рентгеновских лучах

размерам анода. Так как зеркало анода расположено под углом 45° к направлению электронного пучка, то на фотографии круглый анод представляется в виде эллипса. Легко показать, что неравномерность поля, вызванная различием расстояний от крайних точек и середины анода, составляет около 1%. Максимальное же различие для двух крайних положений достигает 2%.

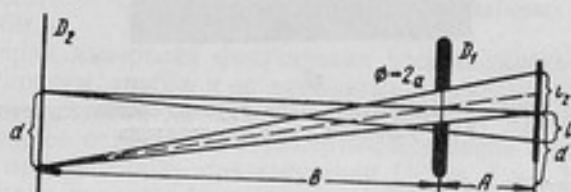


Рис. 4. Расчет поверхности анода, облучающей диафрагму нормальной камеры

Все сказанное выше справедливо лишь в том случае, если плотность интенсивности излучения по всей поверхности зеркала анода одинакова.

Как видно из рис. 3, плотность излучения в пределах зеркала анода неоднородна. Распределение областей с большей и меньшей интенсивностью зависит не только от конструкции трубки в целом, но и от формы нити накала и окружающего катодного колпачка, а также от неконтролируемых изменений параметров трубки, вследствие чего две трубки одного типа дают резко различные картины. Это, конечно, отражается на распределении интенсивности в плоскости расположения ионизационных камер. Прежде всего необходимо установить, какая область поверхности анода участвует в облучении той или иной точки плоскости, на которой располагаются ионизационные камеры.

На рис. 4. представлен ход лучей для обычно принятого расположения камеры, диафрагмы D_1 и анода трубки. Как следует из простых гео-

метрических соображений, диаметр поверхности анода, участвующий в облучении любой точки на плоскости D_2 , будет:

$$\frac{l_2 + d}{a + d} = \frac{A + B}{B}; \quad l_2 = c_1(a + d) - d; \quad d = dc_1 - c_1a;$$

$$l_2 = l = 2c_1a;$$

$$l = \frac{A + B}{B} \cdot 2a = 2c_1a; \quad \frac{A + B}{B} = c_1.$$

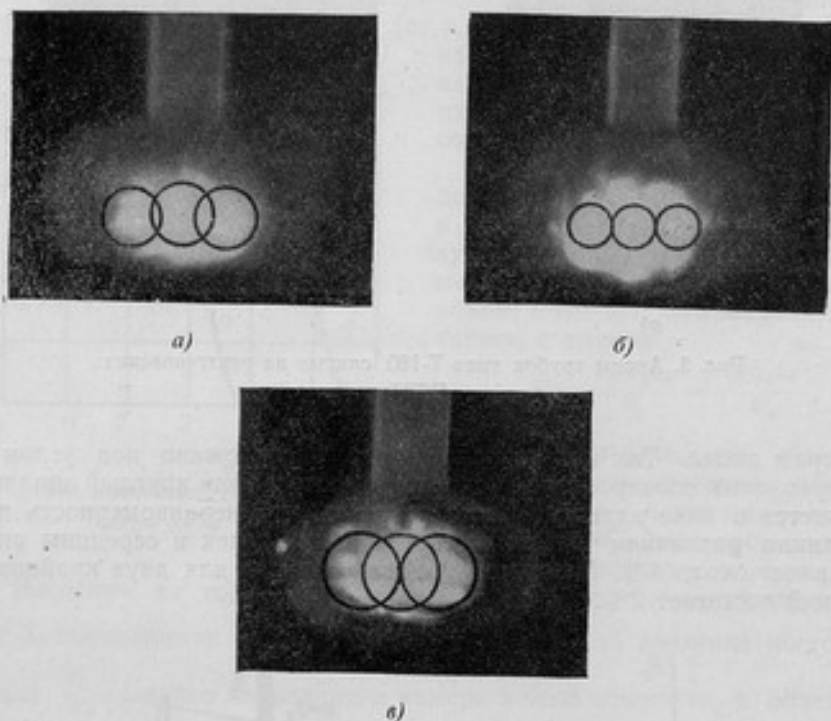


Рис. 5. Активные поверхности анодов трубки, соответствующие разным условиям диафрагмирования

Для эталонной установки

$$c_1 = \frac{15 + 77}{77} = 1,195;$$

следовательно, $l = 9,55$ мм, $a = 4$ мм.

Уменьшение или увеличение радиуса a диафрагмы D_1 , расположенной у трубки, будет соответственно вести к уменьшению или увеличению активной поверхности анода для каждой точки плоскости D_2 .

Так, для $a = 4,0$ мм $l = 9,6$ мм; для $a_1 = 5,0$ мм $l_1 = 12,95$ мм; для $a_2 = 10,0$ мм $l_2 = 24$ мм.

Расстояние же между осью центрального луча f_0 и осями, соответствующими крайним точкам поля освещения f_1 и f_2 , не зависит от диаметра диафрагмы D_1 и равно

$$\rho = d \frac{A}{B} = 30 \cdot \frac{16}{77} = 5,84 \text{ мм.}$$

На рис. 5, а, б, в приведены фотографии анода трубки с нанесенными на них окружностями, соответствующими излучающим поверхностям анодов для центральной и двух диаметрально противоположных точек

поля облучения с радиусом $d = 30$ мм, при различных радиусах a диафрагмы трубки и для отношения $\frac{A}{B} = \frac{15}{77} = 0,195$.

При рассмотрении рис. 5 видно, что с увеличением радиуса a диафрагмы у трубки увеличивается площадь излучающей поверхности, участвующей в облучении каждой точки поля. До значения радиуса $a = 5$ мм облучение поля происходит за счет наиболее интенсивно излучающей части зеркала анода, тогда как при $a > 5$ мм крайние точки поля будут облучаться участками анода с несравненно меньшими интенсивностями.

Для того чтобы иметь представление о том, как неравномерность излучающей поверхности анодов и диафрагмирование сказываются на распределении мощности дозы излучения в рабочем поле, были получены кривые, дающие показания ионизационной камеры в различных точках поля для нескольких значений диафрагмы у трубки и отношений расстояний A и B .

Измерения производились с помощью камеры № 1 и электрометрического устройства № 3 группового эталона, причем для выделения малых участков поля на камеру эталона была надета диафрагма (диаметр отверстия 3,27 мм), которая обеспечивала достаточный ионизационный ток в эталоне.

Рентгеновский аппарат работал от стабилизатора, что обеспечивало постоянство режима излучения. Фокусировка камеры, диафрагм и трубки производилась с помощью оптической трубы.

В первой серии измерений фокусировка производилась на середину анода трубки, причем трубка и ее диафрагма оставались в неизменном положении, ионизационная же камера смещалась от нулевого положения¹ так, что ось ее оставалась параллельной нулевой линии.

Измерения производились при излучении 110 кв, 4 ма, 1 мм Al.

Данные опыта представлены на рис. 6. Из рассмотрения кривых мощности дозы для различных точек рабочего поля можно видеть, что ни одна из этих кривых не имеет прямолинейного участка и не может считаться достаточно удовлетворительной. С увеличением диаметра диафрагмы у трубки кривая становится более ровной, что, по всей вероятности, происходит за счет увеличения поверхности, участвующей в облучении каждой точки поля, приводящей к большему усреднению измеряемого излучения.

Казалось бы, что при достаточном размере активной поверхности и при сближении поверхностей, освещающих среднюю и крайние точки (уменьшение ρ), неравномерность излучающей области зеркала анода должна была бы еще больше усредниться и дать картину более равномерного рабочего поля.

Таким образом, желаемый эффект может быть достигнут за счет изменения отношения $\frac{A}{B}$ и отношения расстояний от трубки до диафрагмы D_1 и от диафрагмы D_1 до диафрагмы камеры.

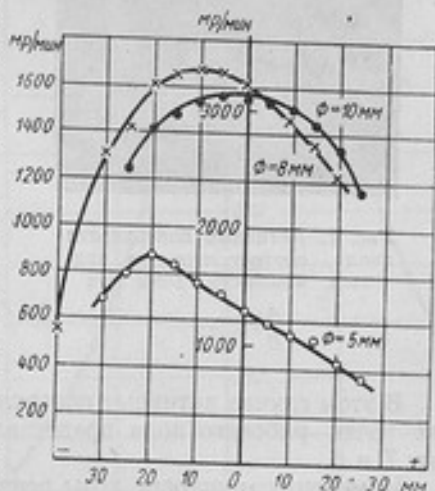


Рис. 6. Мощности дозы излучения в плоскости диафрагмы нормальной камеры

¹ За нулевое положение камеры принималось такое положение, при котором точка анода, на которую производилась фокусировка, центры диафрагмы трубки и камеры, а также перекрест нитей оптической трубы лежали на одной прямой.

Расстояния A и B были изменены так, что отношение $\frac{A}{B} = 0,10$ (рис. 7) вместо 0,195 (рис. 8), при этом диаметр $2a$ диафрагмы D_1 был равен 10 мм. Если считать, что диаметр равномерной области должен быть равен 60 мм, то в этом случае r составит 3 мм вместо 5,85 мм для $\frac{A}{B} = 0,195$, а диаметр облучающей поверхности $i = 2c_1a = 2 \cdot \frac{132}{120} \cdot 5 = 11,0$ мм вместо 11,95 мм.

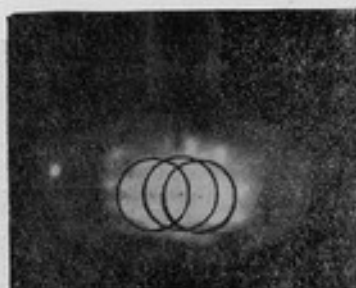


Рис. 7. Активные поверхности анода, соответствующие кривым мощности дозы при

$$\frac{A}{B} = 0,1$$

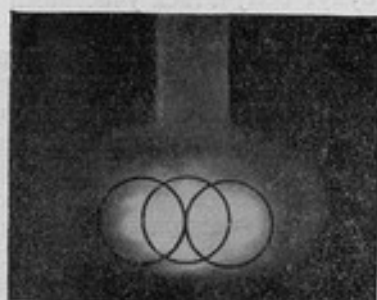


Рис. 8. Активные поверхности анода, соответствующие кривым мощности дозы при

$$\frac{A}{B} = 0,195$$

В этом случае активные поверхности анода для средней и двух крайних точек рабочего поля представляются так, как они изображены на рис. 7 и 8.

Измерения мощности дозы рентгеновского излучения для этих условий осуществлялись также камерой эталона с диафрагмой 3,27 мм.

Результаты измерения показывают: при неравномерной облучающей поверхности увеличение активной площади, участвующей в облучении каждой точки поля, ведет к выравниванию распределения мощности дозы. Так, отношение мощности дозы в середине рабочего поля к мощности дозы на расстоянии 20 мм при $\frac{A}{B} = 0,10$ составляет 1,13, тогда как при $\frac{A}{B} = 0,195$ — равно 1,18.

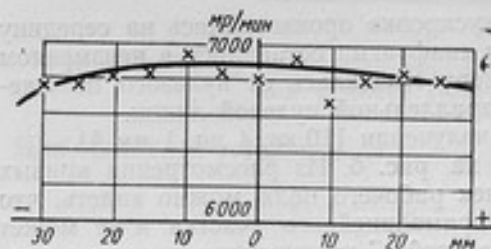


Рис. 9. Кривая мощности дозы рентгеновского излучения у камеры без ограничивающей диафрагмы

На рис. 9 приводится кривая, полученная для случая, когда ограничивающая диафрагма у трубки отсутствовала. Однако такое диафрагмирование не может считаться удовлетворительным в установках, предназначенных для передачи рентгена, из-за наличия в пучке лучей афокальных излучений, которые, как показал ряд исследований, служат основным источником больших ошибок в измерениях, особенно, когда измерения производятся при помощи камер разного типа.

Фокусировка при измерениях должна производиться весьма тщательно, так как смещение на 2 мм по поверхности анода дает резкое изменение картины распределения мощности дозы в рабочем поле. Наиболее детально эта зависимость была определена с помощью измерений, при которых диафрагма у трубки оставалась в неизменном положении, камера перемещалась так же, как и при предыдущих измерениях, но кривые фотографировались при фокусировке на разные точки анода.

отстоящие на расстоянии 5 мм друг от друга в направлении большей оси анода (см. рис. 6).

Режим излучения поддерживался один и тот же, равный 105 кв, 2 ма, 1 мм Al. Результаты представлены на рис. 10.

При рассмотрении кривых, изображенных на рис. 10, так же как и приведенных на рис. 6, прежде всего обращает на себя внимание то, что ни при одной из данных фокусировок не представляется возможным

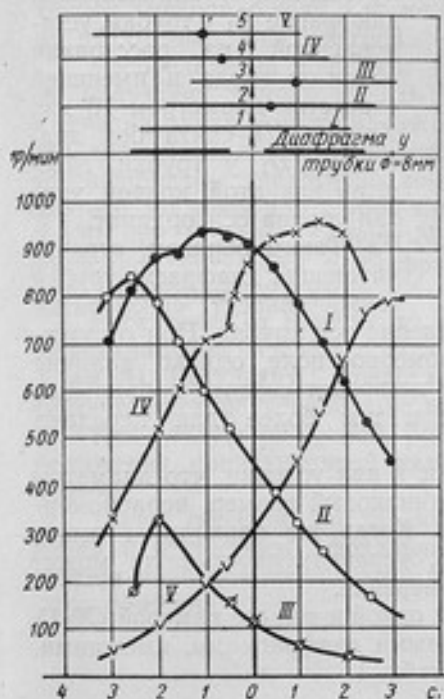


Рис. 10. Кривые мощности дозы излучения при фокусировке на разные точки анода в зависимости от положения камеры

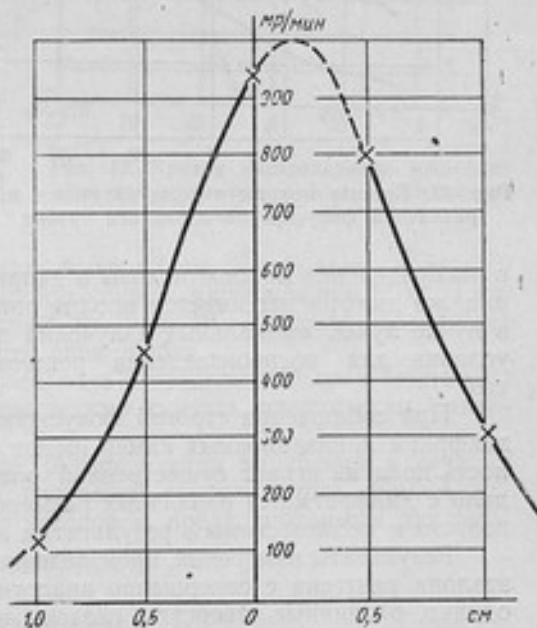


Рис. 11. Кривая мощности дозы излучения при фокусировке на разные точки анода (камера в нулевом положении)

выделить участок равномерно облучаемого поля. Во-вторых, следует отметить, что максимум интенсивности излучения для кривых I, II, III, IV, V не соответствует «нулевому» положению камеры и при фокусировках на точки анода 2, 3, 4 и 5 смещается в стороны, противоположные перемещению точек, на которые производится фокусировка. При фокусировке не на середину анода активная поверхность его, участвующая в облучении одной из сторон поля, выходит значительно за пределы наиболее интенсивно излучающей поверхности анода.

Если изобразить показания камеры в нулевом положении при фокусировке на разные точки анода и неизменном режиме излучения, то эта зависимость представится кривой, приведенной на рис. 11, где по оси ординат отложено измеренное значение мощности дозы излучения в миллирентгенах в минуту, а по оси абсцисс — координаты точек анода, на которые производится фокусировка. Нуль соответствует примерно середине анода. Диаметр диафрагмы у трубки $2a = 8$ мм, режим излучения 105 кв, 2 ма, 1 мм Al. Форма кривой свидетельствует о строгих требованиях, которые должны предъявляться к фокусировке при передаче рентгена.

Распределения мощности дозы в рабочем поле в направлении оси трубки, сфотографированные камерой с той же диафрагмой (диаметр 3,27 мм), представлены на рис. 12, где по оси ординат отложены величины, пропорциональные мощности дозы излучения.

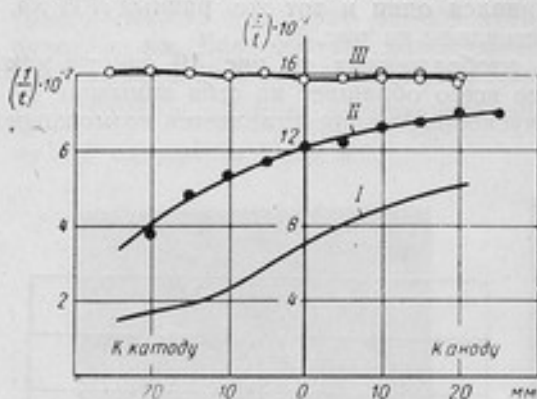


Рис. 12. Кривые мощности дозы излучения при различной фокусировке вдоль оси трубки

в распределение мощности дозы в направлении оси трубки. При отсутствии же диафрагмы имеется вполне равномерное поле, однако наличие в пучке лучей афокальных излучений не позволяет создать правильные условия для воспроизведения рентгена и тем более для передачи его.

При соблюдении строгой фокусировки и при условии, что диаметры диафрагм ионизационных камер имеют одинаковый размер, неравномерность поля не играет существенной роли. Когда же приходится иметь дело с диафрагмами различных размеров, неравномерность поля может повести к несовместимым результатам измерения.

Результаты измерений, произведенных одной и той же камерой (№ 1) эталона рентгена с совершенно аналогичными диафрагмами, имевшими, однако, различные отверстия, сведены в табл. 1.

Таблица 1

№ диафрагмы	Диаметр отверстий, мм	Положение камеры		
		+10 мм	0	-10 мм
мощность дозы, мр/мин				
3	14,85	740	905	860
4	10,26	753	888	860
5	10,08	752	—	—
6	8,07	747	846	888
1	7,94	751	—	—
6/№	8,16	752	—	—
6/№	3,27	815	873	888

Как следует из данных таблицы, в случае, когда диаметры диафрагм были одинаковы, результаты измерения хорошо совпадают, расхождения же в показаниях при разных диафрагмах для данного конкретного случая доходят до 8% и, конечно, изменяются с изменением фокусировки.

Кроме трубок типа Т-180 и Т-200, в эталонной установке были испытаны две самозащитные трубки — типа БРДВ-110 на 110 кВ и терапевтическая на 180 кВ.

Конструкция анода этих трубок такова, что исключает возможность образования афокальных излучений, и излучение анода вне рабочего пучка сильно ослабляется стенками медного стакана, внутри которого находится анодное зеркало.

Диаметр оболочки таких трубок составляет примерно 6—7 см. В диагностических трубках окно для выхода лучей на аноде открыто, в трубках на 180 кв — закрыто тонкой пластинкой из меди. Излучающие поверхности анодов этих трубок имеют площади в несколько квадратных миллиметров.

Распределение мощности дозы излучения трубки БРДВ-110 в сечении пучка в месте нахождения диафрагмы камеры было сфотографировано аналогично тому, как это делалось для трубок типа Т-180 при помощи камеры № 1 эталонной установки с диафрагмой диаметром 3,27 мм.

Расстояние от камеры до анода было 92 см. Диафрагма у трубки не устанавливалась. Измерения производились на излучении 85 кв, 1 ма, 1 мм Al. Результаты представлены на рис. 13. Нулевое положение соответствует фокусировке на центр окна трубки.

Как следует из кривой, рабочее поле в пределах 60 мм в месте расположения ионизационной камеры можно считать практически равномерным.

Таким образом, по характеру распределения излучения в сечении пучка и отсутствию афокальных излучений самозащитные трубки являются наиболее пригодными для установок, предназначенных для передачи рентгена.

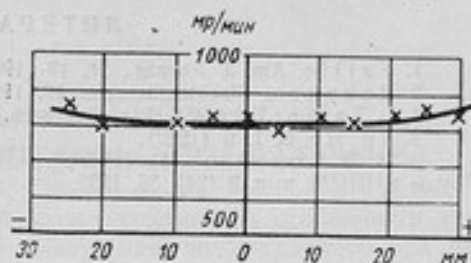


Рис. 13. Кривая распределения мощности дозы излучения при работе с самозащитной трубкой

Заключение

Приведенные выше данные по исследованию поля позволяют сделать следующие выводы.

Трубка эталонной установки должна одновременно удовлетворять двум основным требованиям: давать равномерное поле в сечении рабочего пучка лучей и обеспечивать надлежащую жесткость излучения. Афокальные излучения трубки должны быть экранированы. Удовлетворение этих требований предусмотрено в конструкции самозащитных трубок с близко расположенным к аноду окном (диафрагмой).

Однако существующие типы самозащитных трубок не обеспечивают возможности получения излучений в диапазоне жесткостей, необходимых для практических целей.

В настоящее время приходится ограничиваться применением в эталонных установках трубок типа Т-180 и Т-200. В каждом отдельном случае необходимо детально исследовать поля трубки и на основании этого выбрать наиболее удобную рабочую точку — участок с равномерной интенсивностью поля излучения в пределах размеров диафрагм камеры, либо участок, где интенсивность меняется по прямой (с любым наклоном).

Размер ограничивающей диафрагмы желательно выбирать, сообразуясь с реальной излучающей поверхностью анода, устанавливая ее возможно ближе к трубке (в 2—3 см от стекла колбы трубки). Как следует из исследований, диаметр отверстия диафрагмы должен быть равен 10—15 мм при установке ее на расстоянии 10—15 см от анода, при этом расстояние от анода до камеры должно быть не менее 70 см.

Размер диафрагм на нормальных камерах при передаче рентгена должен подходить возможно ближе к размерам испытуемой камеры. Групповой эталон рентгена должен быть снабжен набором диафрагм с отверстиями диаметром 3, 5, 8, 10, 16 мм. Выполнение всех указанных предосторожностей позволит уменьшить погрешности при передаче рентгена.

ЛИТЕРАТУРА

1. Failla. Am. J. Roentg., 21, 47 (1929).
2. Behnken. Strahlentherapie. 29, 192 (1928).
3. L. Taylor. B. of St. J. of Research. 6, 2 (1931).
4. То же, 8, 1, 9 (1932).
5. И. В. Поройков, Н. Н. Аруев. Исследования в области рентгенометрии. Труды ВНИИМ, вып. 8 (24), 38, 1935.

ВОСПРОИЗВЕДЕНИЕ ЕДИНИЦЫ РЕНТГЕН В ОБЛАСТИ МЯГКОГО РЕНТГЕНОВСКОГО ИЗЛУЧЕНИЯ

Настоящая работа имела своей целью рассмотреть особенности эталонирования мягкого рентгеновского излучения, возбуждаемого при напряжениях от 4 до 30 кВ, воспроизвести абсолютным методом рентген в области мягкого излучения, а также по возможности уменьшить причины, ограничивающие точность этого воспроизведения.

1. Основные требования к эталонной установке, воспроизводящей рентген в области мягких рентгеновских лучей

Как известно, характерными особенностями мягкого рентгеновского излучения являются:

- 1) очень сильное ослабление лучей любой средой, включая воздух;
- 2) большая неоднородность состава излучения как вдоль пути распространения излучения, так и в поперечном сечении пучка.

В соответствии с этим эталонное измерительное устройство должно удовлетворять ряду условий:

а) необходимо сократить до минимума длину измерительного электрода. Величина поправки, вводимой в результаты измерений и учитывающей ослабление мягкого рентгеновского излучения на пути его распространения, будет меньше при малой длине электрода.

При уменьшении длины измерительного электрода сокращается измерительный объем и измеряемый эффект; это ограничивает возможность уменьшения длины электрода;

б) необходимо сократить до минимума расстояние от центра входной диафрагмы ионизационной камеры до центра измерительного электрода, чтобы уменьшить влияние поправок на ослабление лучей на этом пути, но в то же время не допустить попадания фотоэлектронов, выбитых рентгеновскими лучами из ограничивающей диафрагмы, в измерительный объем камеры;

в) так как поправки на ослабление необходимо вводить для каждого режима возбуждения мягкого рентгеновского излучения, важно, чтобы их можно было определять эталонной установкой без дополнительных приспособлений и на том же расстоянии от анода, на котором находится входная диафрагма камеры;

г) в качестве материала для изготовления входного и выходного окон ионизационной камеры необходимо брать легкоатомные материалы и делать окна по возможности тонкими или просто оставить их во время измерений открытыми. В последнем случае отпадает необходимость введения поправки на ослабление лучей в материале входного окна и поправки на обратное рассеяние от выходного окна;

д) существенно, чтобы в ионизационной камере легко достигалось измерение ионизационного тока насыщения и отсутствовало бы искажение электрического поля в измерительном объеме.

2. Принципы, на которых основывается воспроизведение рентгена

Ионизационный ток в камере выражается соотношением

$$J = k' \frac{\Delta I_{\beta}}{\epsilon} = k' \frac{(\tau + \sigma_{\beta}) I}{\epsilon}, \quad (1)$$

- где J — измеряемый ионизационный ток;
 ΔI_{β} — кинетическая энергия электронов, образованная рентгеновскими лучами в 1 см^3 данного газа;
 I — интенсивность падающих рентгеновских лучей;
 τ — истинный коэффициент фотоэлектрического поглощения лучей;
 σ_{β} — коэффициент поглощения при рассеянии, определяющий энергию электронов отдачи;
 ϵ — работа ионизации, т. е. средняя энергия, приходящаяся на одну пару ионов, образованных лучами в газе;
 k' — постоянная, зависящая от выбора единиц.
 Доза, создаваемая в воздухе данным пучком рентгеновских лучей, может быть подсчитана по следующей формуле:

$$D = k \frac{cu}{v}, \quad (2)$$

- где D — доза, создаваемая данным пучком рентгеновских лучей;
 c — емкость системы электронизмерительного устройства;
 u — компенсационная разность потенциалов;
 v — измерительный объем ионизационной камеры;
 k — некоторый поправочный коэффициент.

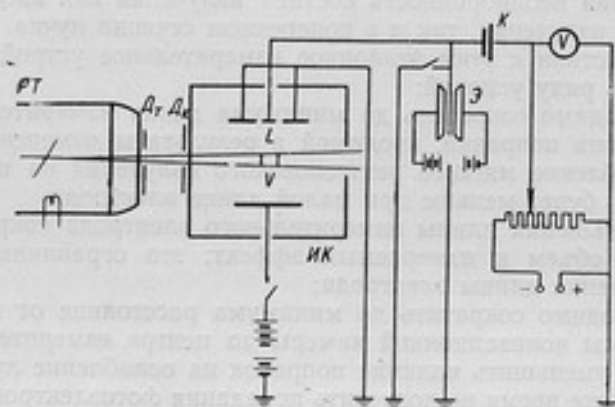


Рис. 1. Схема эталонной установки для мягких рентгеновских лучей:

$РТ$ — рентгеновская трубка; $ДТ$ — ограничивающая диафрагма трубки; $ИК$ — ионизационная камера; L — измерительный электрод; $ДК$ — ограничивающая диафрагма ионизационной камеры; K — эталонный конденсатор постоянной емкости; $Э$ — электрометр; V — образцовый вольтметр; v — измерительный объем

Мощность дозы P , создаваемую пучком рентгеновских лучей, обычно определяют по формуле:

$$P = \frac{D}{t} = k \frac{cu}{vt}, \quad (3)$$

где t — время измерения.

Принципиальная схема эталонной установки приведена на рис. 1.

Как видно из рисунка, измерительный объем (v) ионизационной камеры представляет собой усеченный конус, образуемый пучком рентге-

новских лучей, идущих от входной диафрагмы ионизационной камеры, и ограниченный длиной измерительного электрода; величина измерительного объема зависит от его расстояния до фокуса рентгеновской трубки. Измеренная доза в первом приближении может быть отнесена к центру измерительного электрода, причем ионизационный объем представляет собой усеченный конус.

Вычисление объема усеченного конуса неудобно при практических измерениях, поэтому естественно стремление заменить этот объем эквивалентным цилиндрическим объемом, длина которого равна длине измерительного электрода, и измеренную таким образом дозу отнести к некоторой точке x на оси пучка лучей, находящейся на некотором расстоянии от начала измерительного электрода.

Для вывода правильного выражения, с помощью которого можно найти точку x , рассмотрим подробнее процесс создания ионов рентгеновским излучением в ионизационной камере.

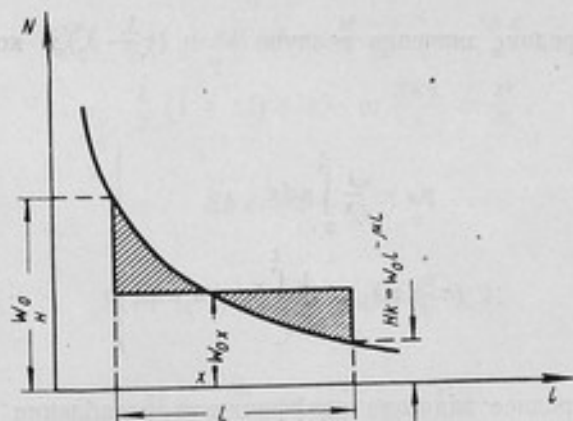


Рис. 2. Кривая для вычисления средней энергии пучка рентгеновских лучей

Введем среднее значение энергии пучка рентгеновского излучения $W_{0,x}$ на пути измерительного электрода L (рис. 2).

Имеем:

$$W_{0,x} = \frac{1}{L} \int_0^L W_0 e^{-\mu x} dx, \quad (4)$$

где W_0 — энергия рентгеновского излучения, падающего в измерительный объем камеры;

μ — линейный коэффициент ослабления лучей;

e — основание натуральных логарифмов.

Энергию рентгеновского излучения W_a , поглощенную в измерительном объеме ионизационной камеры, можно представить в виде

$$W_a = W_{0,x} \cdot (\tau + \sigma_p)_x \cdot L, \quad (5)$$

где τ_x и $\sigma_{p,x}$ — значение τ и σ_p в точке x .

С другой стороны:

$$W_{0,x} = W_0 e^{-\int_0^x \mu dx} \quad (6)$$

Из уравнений (4) и (5) имеем:

$$e^{-\int_0^x \mu dx} = \frac{1 - e^{-\int_0^L (\tau + \sigma_\beta) dL}}{(\tau + \sigma_\beta)_x \cdot L}. \quad (7)$$

В первом приближении из уравнения (7) имеем:

$$1 - \int_0^x \mu dx = \frac{1 - \left\{ 1 - \int_0^L (\tau + \sigma_\beta) dL \right\} + \frac{\left[\int_0^L (\tau + \sigma_\beta) dL \right]^2}{2!}}{(\tau + \sigma_\beta)_x \cdot L}. \quad (8)$$

Введем средние значения величин $\mu_{\frac{x}{2}}$ и $(\tau + \sigma_\beta)_x$, которые определяем так:

$$\left. \begin{aligned} \mu_{\frac{x}{2}} &= \frac{1}{x} \int_0^x \mu dx \\ (\tau + \sigma_\beta)_x &= \frac{1}{L} \int_0^L (\tau + \sigma_\beta) dL \end{aligned} \right\} \quad (9)$$

где $\mu_{\frac{x}{2}}$ — среднее значение коэффициента ослабления пучка рентгеновского излучения для воздуха по пути пучка от начала измерительного электрода до точки x ;
 $(\tau + \sigma_\beta)_x$ — среднее значение коэффициентов $(\tau + \sigma_\beta)$ для пучка рентгеновского излучения на пути его вдоль измерительного электрода.

Принимая во внимание уравнения (7) и (9), имеем:

$$x = \frac{(\tau + \sigma_\beta)_x \cdot L}{\mu_{\frac{x}{2}}}. \quad (10)$$

Таким образом, в первом приближении только для рентгеновского излучения, для которого $(\tau + \sigma_\beta)_x \approx \mu_{\frac{x}{2}}$ измеренную дозу допустимо относить к точке, расположенной на оси пучка рентгеновского излучения и находящейся на расстоянии $\frac{L}{2}$ от начала измерительного электрода. На самом же деле эта точка будет лежать ближе к началу измерительного электрода, так как всегда $\mu_{\frac{x}{2}} > (\tau + \sigma_\beta)_x$.

Для более точного местонахождения точки x перепишем уравнение (7), принимая во внимание (9):

$$e^{-\mu_{\frac{x}{2}} \cdot x} = \frac{1 - e^{-(\tau + \sigma_\beta)_x \cdot L}}{(\tau + \sigma_\beta)_x \cdot L}. \quad (7')$$

Введем малую величину Δl , определив ее уравнением

$$x = \frac{L}{2} (1 + \Delta l), \quad (11)$$

и обозначим

$$(\tau + \sigma)_x \cdot \frac{L}{2} = z. \quad (12)$$

Тогда (7') можно переписать следующим образом:

$$e^{-\frac{\mu_x}{2} \cdot x} = \frac{1 - e^{-2z}}{2z},$$

или, умножая обе части равенства на e^z , получим:

$$e^{-\frac{\mu_x}{2} \cdot \frac{L}{2} (1 + \Delta l)} \cdot e^z = \frac{e^z - e^{-z}}{2z} = \frac{Sh z}{z};$$

$$-\frac{\mu_x}{2} \cdot \frac{L}{2} (1 + \Delta l) + z = \ln \frac{Sh z}{z} \approx \frac{z^2}{3!},$$

так как

$$Sh z \approx z + \frac{z^3}{3!}$$

и

$$\ln \left(1 + \frac{z^2}{3!} \right) \approx \frac{z^2}{3!}, \text{ ибо } \frac{z^2}{3!} \ll 1.$$

Поэтому

$$\Delta l = \frac{2z}{\frac{\mu_x}{2} \cdot L} - \frac{2z^2}{3! \frac{\mu_x}{2} \cdot L} - 1,$$

или, принимая во внимание (12), имеем

$$\Delta l = \frac{(\tau + \sigma)_x}{\frac{\mu_x}{2} \cdot L} - 1 - \frac{(\tau + \sigma)_x^2}{\frac{\mu_x}{2} \cdot 12} \cdot L. \quad (13)$$

Таким образом, во втором приближении только для пучков рентгеновских лучей, для которых можно считать

$$(\tau + \sigma)_x \approx \mu_x \approx \frac{\mu_x}{2},$$

$$\Delta l = -\frac{\mu_x \cdot L}{12} \quad (13')$$

и тогда x может быть подсчитано по формуле

$$x = \frac{L}{2} \left(1 - \frac{\mu_x \cdot L}{12} \right). \quad (14)$$

В остальных случаях перемещение точки, к которой следует отнести измеренную дозу, от центра измерительного электрода к его началу, необходимо определять по формуле:

$$x = \frac{L}{2} \left\{ \frac{(\tau + \sigma)_x}{\frac{\mu_x}{2}} \left[1 - \frac{(\tau + \sigma)_x \cdot L}{12} \right] \right\}. \quad (14')$$

3. Описание установки

Установка состоит из следующих основных частей.

1. Рентгеновского аппарата типа Т-15.
2. Рентгеновской трубки типа 0,1 БТК-15.
3. Ионизационной камеры.
4. Электрометрического устройства.
5. Измерительной скамьи с фокусирующим приспособлением и штативами.

Ионизационная камера

Как видно из рис. 3 и 4, ионизационная камера¹ представляет собой систему электродов, жестко смонтированных на металлическом каркасе. Электроды выполнены из алюминия в виде прямоугольных пластин.

Измерительный электрод 7 (рис. 4) размером $50 \times 10 \times 2$ мм изолирован от остальных электродов с помощью янтарных изоляторов. Он помещается в вырезе в центре охранного электрода 6;

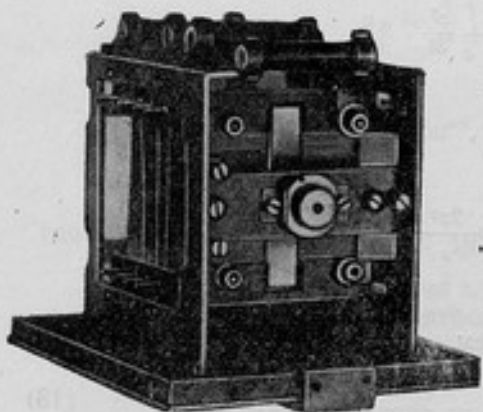


Рис. 3. Внешний вид ионизационной камеры эталонной установки

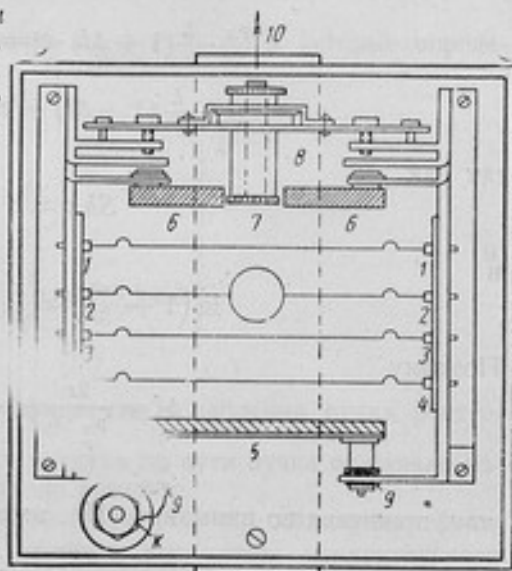


Рис. 4. Схема ионизационной камеры:
1, 2, 3, 4 — алюминиевые проволочки; К — клемма, с помощью которой подается потенциал на электрод; 5 — высокопотенциальный электрод; 6 — охранный электрод; 7 — измерительный электрод; 8 — янтарная изоляция; 9 — эбонитовая изоляция; 10 — провод, соединяющий измерительный электрод с нитью электрометра

между измерительным и охранным электродами имеются зазоры шириной в 0,57 мм. Потенциальный электрод 5 смонтирован на эбонитовых изоляторах 9. Поверхности измерительного и охранный электродов, обращенные к потенциальному электроду, лежат в одной плоскости. Расстояние между измерительным и потенциальным электродами составляет 45 мм.

Для создания равномерного поля между электродами камеры предусмотрены четыре квадратные алюминиевые рамки 1, 2, 3 и 4, сделанные из проволоки диаметром 0,2 мм (сторона рамки 50 мм). Рамки укреплены на металлическом каркасе, изолированы от него с помощью пертинаксовых пластинок и присоединены к системе из пяти последовательно соединенных сопротивлений величиной в 12,5 Мом каждое.

Помимо создания однородного поля между электродами, система заряженных проволок позволяет также значительно приблизить

¹ Ионизационная камера была сконструирована КБ ВНИИМ и изготовлена на заводе «Эталон» в декабре 1940 г.

к электродам заземленные металлические части (кожух камеры, диафрагмы).

Входная диафрагма ионизационной камеры расположена на расстоянии 65 мм от центра измерительного электрода; для этого расстояния необходимо вводить поправку на ослабление лучей. А так как эта поправка не может быть определена с большой точностью, то важно, чтобы абсолютная величина ее была как можно меньше, тогда погрешность в определении поправки будет меньше влиять на точность измерения дозы рентгеновских лучей.

Определение длины измерительного электрода и зазоров между ним и защитным электродом было произведено лабораторией мер длины ВНИИМ. Длина измерительного электрода оказалась равной $9,965 \pm 0,02$ мм. Величина зазоров 0,57 мм.

Металлический каркас, на котором смонтированы электроды и система алюминиевых проволок, крепится к нижней стенке защитного кожуха ионизационной камеры, выполненного из латуни толщиной в 2,5 мм и имеющего наружные размеры 100×110 мм. Внутреннее пространство ионизационной камеры равно $100 \times 95 \times 105$ мм³. На нижней стенке защитного кожуха сделан вывод от потенциального электрода 5 через эбонитовый изолятор. К этому выводу подводится напряжение от высоковольтной батареи. В одной из боковых стенок кожуха сделан вывод 10 от измерительного электрода 7 (на янтарной изоляции 8). Этот вывод с помощью высокоизолированного провода присоединен к нити электрометра электрометрического устройства эталонной установки.

В центре передней стенки защитного кожуха имеется отверстие с винтовой нарезкой для крепления держателя диафрагм, которые могут быть легко заменены. Здесь же крепится целлофановая фольга, которая закрывает отверстие и предохраняет ионизационную камеру от попадания в нее пыли; при измерениях фольга может быть легко удалена. В центре задней стенки кожуха имеется отверстие для выхода из камеры рентгеновских лучей. Оно также закрыто целлофановой фольгой.

Диафрагмы представляют собой латунные круглые пластинки с отверстиями в центре. Наружный диаметр всех диафрагм одинаков и соответствует размерам гнезда держателя диафрагм; внутренние диаметры имеют следующие номинальные значения: 5, 6, 7, 8, 9, 10, 11 и 12 мм. Измерения внутренних диаметров отверстий диафрагм были произведены лабораторией мер длины ВНИИМ. Погрешность измерения диаметра диафрагм составляла $\pm 0,005$ мм.

Во избежание попадания в измерительный объем рентгеновских лучей, рассеянных от краев диафрагмы, а также фотоэлектронов, выбитых из краев диафрагмы, внутренние отверстия имеют конусообразную форму с расширением в сторону ионизационной камеры.

В центре нижней стенки защитного кожуха ионизационной камеры имеется резьбовое отверстие, в которое ввинчивается осушитель с хлористым кальцием. В нижней же стенке кожуха со стороны входной диафрагмы имеются три резьбовых отверстия, служащие для крепления держателя фильтров. К этой же стенке прикреплена металлическая четырехугольная рамка, с помощью которой ионизационная камера крепится в штативе оптической скамьи. Этим креплением ионизационной камере обеспечивается ее перемещение по трем взаимно перпендикулярным осям:

- а) вдоль всей оси оптической скамьи — путем перемещения подставки со штативом, на котором крепится ионизационная камера;
- б) в вертикальной плоскости, перпендикулярной оптической оси, — на расстояние до 500 мм;
- в) в горизонтальной плоскости в направлении, перпендикулярном оси оптической скамьи, — на расстояние до 450 мм от оси.

Кроме того, ионизационная камера может вращаться вокруг вертикальной оси. Все перемещения ионизационной камеры могут быть фиксированы с помощью винтов.

Электрометрическое устройство установки (рис. 5 и 6) состоит из следующих частей:

1. Струнного электрометра (\mathcal{E}) с нитью, диаметром 3 мк.
2. Конденсатора (K) с янтарной изоляцией пластин (емкость конденсатора была измерена лабораторией образцовых электрических мер ВНИИМ и оказалась равной $73,93 \pm 0,4$ пф).
3. Образцового вольтметра (V), изготовленного заводом «Эталон».
4. Потенциометра (Π).
5. Батарей B_1, B_2 (одной — с заземленной средней точкой для подачи напряжения ± 80 в на ножи электрометра и другой — для питания потенциометра).
6. Специального металлического кожуха (в котором смонтированы электрометр и конденсатор), обеспечивающего электростатическую защиту во время измерений. Кожух имеет высокоизолированный вывод, с помощью которого нить электрометра соединена с измерительным электродом ионизационной камеры (IK).

Потенциометрическая схема смонтирована на отдельном легко перемещающемся столе. Защитный кожух с электрометром и конденсатором смонтированы на другом передвижном столе. Обычно при измерениях ионизационная камера, жестко соединенная с электрометрическим устройством, оставалась неподвижной, а перемещалась рентгеновская трубка.

Оптическая измерительная скамья

Измерительная скамья в виде рельсы укрепена на столе-шкафу, который может перемещаться по полу на роликах и фиксироваться с помощью стопорных винтов.

На скамье расположены штативы с рентгеновской трубкой, ионизационной камерой, фотокассетой и оптической трубой, служащей для фокусировки ионизационной камеры в центре исследуемого пучка рентгеновских лучей.

Оптическая скамья вместе со всеми штативами может поворачиваться вокруг горизонтальной оси и фиксироваться в вертикальном положении, что необходимо при градуировке рентгенметров с ионизационными камерами для мягких рентгеновских лучей, у которых впуск лучей осуществляется вертикально. Для этого случая предусматривается столик специальной конструкции, на котором устанавливается поверяемый рентгенметр.

На оптической скамье укрепена специальная рейка с миллиметровыми делениями, с помощью которой отсчитываются все перемещения вдоль скамьи с точностью до 0,2 мм. Все штативы взаимозаменяемы. При градуировке рентгенметров штатив с кассетой заменяется штативом со столиком для градуировки.

Фокусировка ионизационной камеры эталонной установки и ионизационных камер градуируемых рентгенметров производится с помощью оптической трубы, установленной на штативе, который может перемещаться вдоль измерительной скамьи. При повороте измерительной скамьи в вертикальное положение на 90° , взаимное расположение ионизационной камеры, рентгеновской трубки и всех штативов остается неизменным. Общий вид установки приведен на рис. 7.

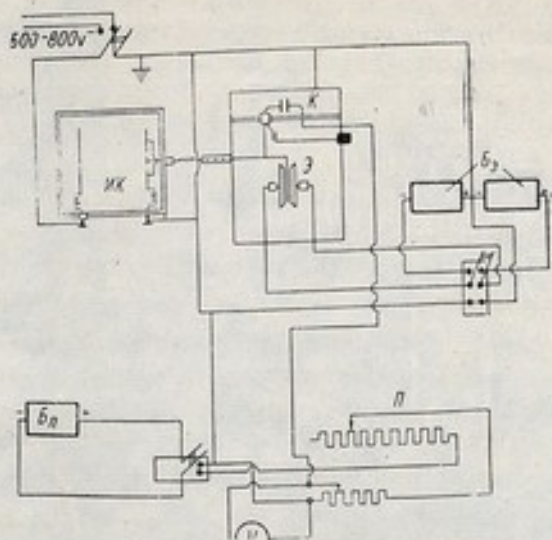


Рис. 5. Схема электрометрического устройства эталонной установки

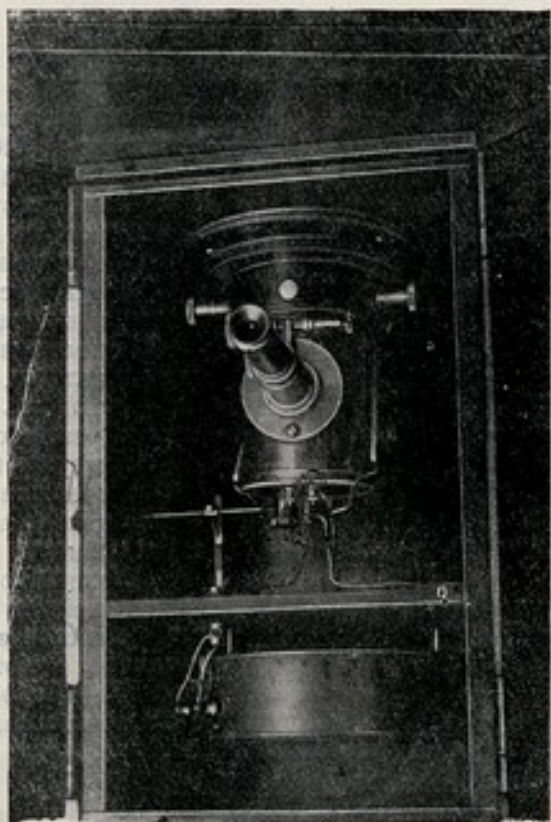


Рис. 6. Внешний вид электрометрического устройства

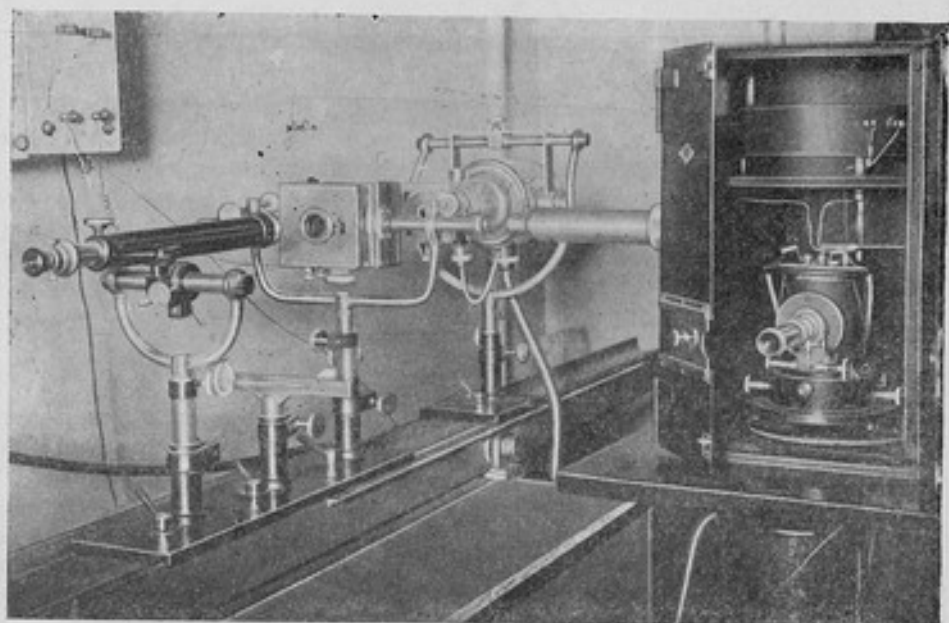


Рис. 7. Общий вид эталонной установки для мягких рентгеновских лучей

4. Исследование эталонной установки

1) Установление потенциала насыщения

На рис. 8 изображена кривая мощности дозы, создаваемой пучком рентгеновских лучей: $U = 12 \text{ кВ}$; $I = 5 \text{ ма}$; фильтр — 0,40 мм целлона при фокусном расстоянии центра измерительного объема $F = 267,5 \text{ мм}$

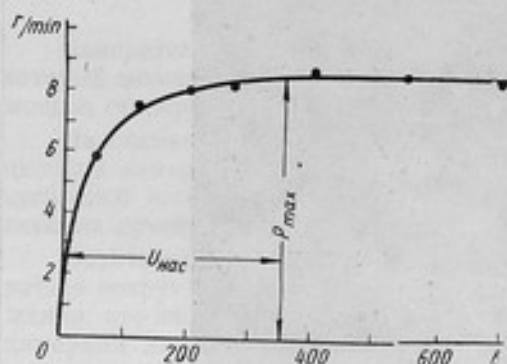


Рис. 8. Кривая мощности дозы, создаваемой пучком рентгеновских лучей в зависимости от потенциала на электроде ионизационной камеры

в зависимости от напряжения, подаваемого на потенциальный электрод ионизационной камеры. По оси абсцисс отложена разность потенциалов между электродами ионизационной камеры в вольтах, по оси ординат — мощность дозы, создаваемая рентгеновскими лучами. Из рисунка видно, что уже при подаче на высоковольтный электрод ионизационной камеры потенциала, равного 350 в, достигается ток насыщения.

В дальнейшем при работе на высоковольтный электрод подавался потенциал равный 550—600 в, что с гарантией обеспечивало измерение

ионизационных токов в условиях насыщения.

2) Определение поправок

а) Поправки на ослабление лучей.

Обычно принято располагать ионизационную камеру в исследуемом пучке рентгеновских лучей так, чтобы входная диафрагма камеры находилась в том месте, где затем это излучение будет применяться, а изме-

¹ Здесь и в дальнейшем U — значение максимального напряжения на трубке.

ренная доза относится к центру измерительного объема. Поэтому необходимо в результаты измерения внести поправку на ослабление рентгеновских лучей воздушным слоем, толщина которого равна расстоянию от центра входной диафрагмы до центра измерительного электрода. В нашем случае это расстояние равно 65 мм.

Эта поправка определялась экспериментально с помощью самой установки. При этом слой брали на том же расстоянии, на каком находился промежуток между входной диафрагмой и центром измерительного электрода при измерении дозы мягких рентгеновских лучей.

В табл. 1 приведены поправки на ослабление рентгеновских лучей воздушным слоем толщиной 65 мм.

Таблица 1

Характеристика рентгеновского излучения			$f + \frac{65}{2}$	$\frac{P_{ax}}{P_n}$	$K_L = \frac{P_n}{P_{ax}} \left(\frac{F+65}{F} \right)^2 \cdot 100, \%$
напряжение U , кВ	сила тока I , мА	фильтр, мм пеллона			
1	2	3	4	5	6
7	5	0,20	270	2,44	63
8	5	0,20	270	2,15	72
9	5	0,20	270	2,10	75
9	5	0,20	335	1,76	76
10	5	0,24	400	1,71	78
11	5	0,32	400	1,64	80
12	5	0,40	400	1,62	82

В табл. 1 в 4-й графе приведено расстояние центра воздушного промежутка, на который определяется поправка, от фокуса; в 5-й графе — отношение мощности доз в центре входной диафрагмы и в центре измерительного объема; в 6-й графе — поправка на ослабление воздушным слоем толщиной в 65 мм, находящимся на расстоянии от фокуса рентгеновской трубки, указанном в 4-й графе.

В формуле для вычисления поправки K_L :

P_n — мощность дозы в центре измерительного объема;

P_{ax} — мощность дозы в центре входной диафрагмы;

F — фокусное расстояние до центра измерительного объема.

Из таблицы видно, что поправка на ослабление воздушным слоем, расположенным между входной диафрагмой и центром измерительного объема, зависит как от качества лучей, так и от расстояния центра этого воздушного слоя от фокуса.

Применение закона квадрата расстояний не могло внести каких-либо заметных ошибок, так как наименьшее расстояние от анода до ионизационной камеры было равно 250 мм, а диаметр фокусного пятна трубки, как это было установлено фотографическим путем, оказался равным 2,5 мм.

Поправки, приведенные в табл. 1, определялись с помощью самой эталонной установки и подсчитывались по следующей формуле:

$$\frac{P_n}{P_{ax}} = \frac{P_2}{P_1}$$

где P_1 — мощность дозы, измеренная с помощью установки при фокусном расстоянии до центра измерительного электрода, равном f мм;

P_2 — мощность дозы, создаваемая тем же пучком рентгеновских лучей, измеренная при фокусном расстоянии до центра измерительного электрода, равном $f + 65$ мм;

$$\left. \begin{aligned} P_1 &= K_n \cdot t \cdot \frac{c_s \cdot 60}{300 \cdot v_1} n_1 \frac{u_1}{t_1} \\ P_2 &= K_n \cdot t \cdot \frac{c_s \cdot 60}{300 \cdot v_2} n_2 \frac{u_2}{t_2} \end{aligned} \right\} \quad (15)$$

В формулах (15)

P_1 и P_2 — мощность дозы в рентгенах в минуту;

c_s — емкость эталонного конденсатора в сантиметрах;

u — разность потенциалов в вольтах, скомпенсированная ионизационным током, создаваемым рентгеновскими лучами в ионизационном измерительном объеме;

t — время компенсации в секундах;

v — измерительный объем, подсчитанный по формуле:

$$v = \frac{\pi d_{ax}^2}{4} \cdot L_{эфф}$$

где d_{ax} — диаметр отверстия входной диафрагмы;

$L_{эфф}$ — эффективная длина измерительного электрода.

Так как на самом деле измерительный объем больше объема, подсчитанного по формуле $\frac{\pi d_{ax}^2}{4} \cdot L_{эфф}$ и зависит от расстояния, на котором производится измерение дозы рентгеновских лучей, то вводилась поправка n , равная:

$$n = \frac{f^2}{(f + 65)^2}$$

где f — фокусное расстояние центра входной диафрагмы.

Из табл. 1 видно, что отнесение измеренной дозы к центру входной диафрагмы вместо отнесения ее к центру измерительного электрода недопустимо при дозировании мягких рентгеновских лучей; это приведет к погрешности в 38% для излучения генерируемого при 12 кв ($I = 5$ ма; 0,4 мм целлона) и в 59% для излучения генерируемого на 7 кв ($I = 5$ ма; 0,2 мм целлона).

Итак, очевидно, что учет истинного объема при измерении дозы мягких рентгеновских лучей необходим, так как в противном случае это приведет к погрешности измерения дозы порядка 100%. В этом существенное отличие дозирования мягких рентгеновских лучей от жестких, где из-за малого значения коэффициента ослабления доза в любой точке измерительного объема считается постоянной и равной:

$$P = \frac{(\tau + \sigma_p) I_{ax}}{e}$$

где I_{ax} — интенсивность рентгеновского излучения в месте входной диафрагмы;

e — работа ионизации.

б) Поправка на изменение плотности воздуха.

Как известно, линейный коэффициент ослабления пропорционален плотности поглощающей среды. Поэтому при дозировании мягкого рентгеновского излучения необходимо вводить поправки на изменение плотности воздуха. При наибольших возможных колебаниях температуры (от 10 до 30°C) и давления (от 720 до 780 мм рт. ст.) плотность воздуха ρ может изменяться в пределах до 15% (от 0,001280 до 0,001112 г/см³).

Значение измеренной дозы P может изменяться в пределах указанного интервала температур и давлений до 15% по отношению к значению, измеренному при нормальных условиях (760 мм рт. ст. и 0°C), хотя энергия падающих рентгеновских лучей будет одинакова, так как

$$\frac{\Delta P}{P} \sim \frac{\Delta \mu}{\mu} \sim \frac{\Delta \rho}{\rho} \quad (16)$$

При максимально возможном изменении плотности воздуха, равном 15%, вычисленная мощность дозы в центре входной диафрагмы, без учета изменения плотности воздуха, может отличаться от истинной на 12% для излучения с $\lambda_{эфф} = 1,19 \text{ \AA}$ и на 20% для излучения с $\lambda_{эфф} = 3,7 \text{ \AA}$.

в) Поправка на рассеяние рентгеновских лучей. При выводе формулы для вычисления поправки на перемещение точки, к которой следует относить измеренную дозу, мы отождествили коэффициент ослабления μ с коэффициентом $\tau + \sigma_0$. Это справедливо только при $\sigma_0 = 0$. Однако для мягких рентгеновских лучей это не совсем правильно, так как здесь начинают играть роль интерференционные явления; ввиду того, что длины волн мягких рентгеновских лучей сравнимы с междуэлектронными расстояниями. Между тем коэффициент рассеяния σ_0 , даваемый формулой Томсона, введен в предположении, что длина волны рентгеновских лучей мала по сравнению с междуэлектронными расстояниями.

Коэффициент рассеяния σ_0 с учетом интерференции для двухатомной молекулы газа может быть подсчитан по известным формулам. Эти подсчеты показывают, что для рентгеновских лучей с $\lambda_{эфф} = 1 \text{ \AA}$ коэффициент рассеяния составляет 10% от коэффициента ослабления μ . Для рентгеновских же лучей с $\lambda_{эфф} = 3,4 \text{ \AA}$ отношение $\frac{\sigma}{\mu}$ составляет всего 0,6%.

Таким образом, ясно, что для лучей с $\lambda_{эфф} = 1 \text{ \AA}$ до $\lambda_{эфф} = 2 \text{ \AA}$ существенно необходимо учитывать рассеяние. Коэффициент поглощения при рассеянии σ_0 мягкого рентгеновского излучения не играет роли.

Исследование зависимости величины ионизационного тока от площади отверстия входной диафрагмы и мощности дозы от силы эмиссионного тока

Так как отверстия изготовленных диафрагм, как показали измерения, произведенные лабораторией мер длины ВНИИМ, отличаются от формы круга, то за эффективный диаметр был принят средний диаметр

$$d_{cp} = \frac{d_1 + d_2}{2}, \quad \text{что дало для площади значение } \frac{\pi d_{cp}^2}{4}.$$

Кривая зависимости ионизационного тока, создаваемого рентгеновскими лучами в ионизационной камере, от площади отверстий входных диафрагм приведена на рис. 9; по оси абсцисс отложены площади отверстий входных диафрагм ионизационной камеры в кв. миллиметрах, по оси ординат измеренный ионизационный ток в 10^{-12} a . Измерения производились для излучения: $U = 8 \text{ кВ}$; $I = 5 \text{ ма}$; $0,2 \text{ мм}$ целлона, при $F = 267,5 \text{ мм}$.

Из рисунка видно, что все точки хорошо ложатся на прямую линию, проходящую через начало координат.

Относительная погрешность результата измерения ионизационного тока при этих измерениях была равна:

$$\begin{aligned} E_{0j} &= \sqrt{\sum a_i^2 \cdot E_{0i}^2} = \sqrt{E_{0c}^2 + E_{0a}^2 + E_{0t}^2} = \\ &= \sqrt{0,005^2 + 0,003^2 + 0,005^2} = 0,77 \cdot 10^{-2}; \\ E_{0j} &= 0,8\%. \end{aligned}$$

Это показывает, что судить по этим измерениям об эффективном диаметре входных диафрагм все же трудно, ибо $E_{0d_s} = 0,2\%$.

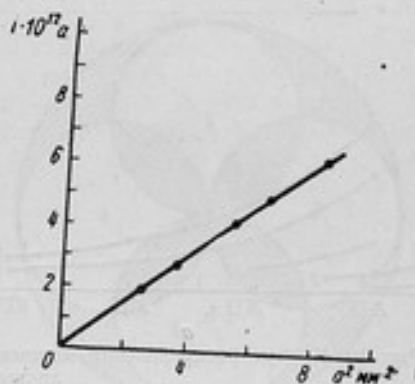


Рис. 9. Кривая зависимости ионизационного тока, создаваемого рентгеновскими лучами в ионизационной камере, от площади отверстий входных диафрагм

Исследование распределения мощности дозы вдоль оптической скамьи и в поперечном сечении пучка рентгеновского излучения

Кривые распределения мощности дозы вдоль измерительной скамьи для различных режимов представлены на рис. 10, а и 10, б. По оси абсцисс на этих рисунках отложено расстояние центра измерительного электрода ионизационной камеры от фокуса рентгеновской трубки F , соответствующее определенным положениям рентгеновской трубки на измерительной скамье.

По оси ординат отложена мощность дозы, создаваемая пучком рентгеновских лучей в центре измерительного объема.

Таблица 2

№ кривой	Напряжение U , кВ	Условия
1	6	без фильтра
2	7	при фильтре = 0,10 мм целлона ($\Delta_1 = 0,17$ мм целлона)
3	8	при фильтре = 0,20 мм целлона
4	9	при фильтре = 0,24 мм целлона ($\Delta_1 = 0,308$ мм целлона)
5	10	при фильтре = 0,32 мм целлона
6	12	при фильтре = 0,40 мм целлона ($\Delta_1 = 0,425$ мм целлона)
7	15	при фильтре = 0,50 мм целлона

Все кривые сняты при силе тока, равной 5 ма. Значение мощности дозы, даваемое кривыми рис. 10, приведено с точностью в 1%.

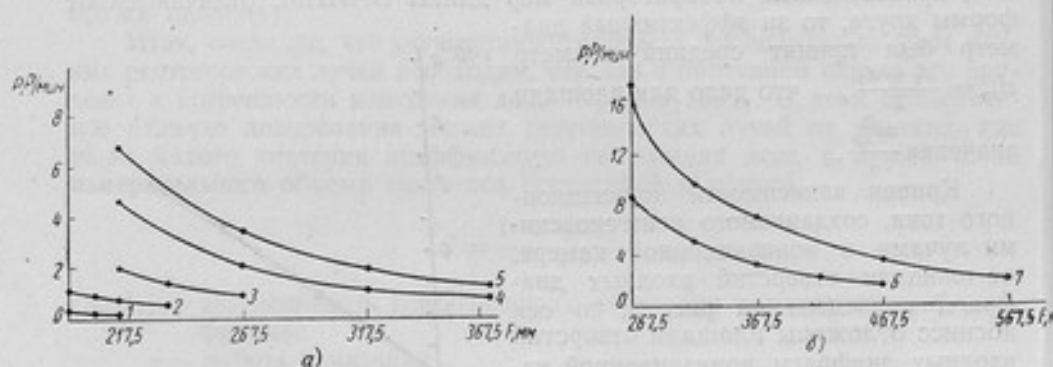


Рис. 10. Кривые распределения мощности дозы вдоль измерительной скамьи для различных режимов

Уменьшение мощности дозы рентгеновского излучения с увеличением фокусного расстояния обусловлено двумя причинами:

- 1) уменьшением интенсивности рентгеновского излучения при увеличении фокусного расстояния по закону квадратов;
- 2) ослаблением рентгеновского излучения воздухом.

Мощность дозы, создаваемая рентгеновским излучением в центре измерительного объема, подсчитывалась по формуле (15):

$$P = K_{\kappa, t} \frac{C \cdot 60}{300 \cdot v} \cdot \frac{\pi}{t} \cdot n.$$

Обозначим

$$\frac{60C}{300 \cdot v} = \frac{60C}{300 \frac{\pi d_{ax}^2}{4} \cdot L_{\text{эфф}}} = B. \quad (17)$$

Величина B имеет постоянное значение при данном диаметре отверстия входной диафрагмы; эти значения для различных диафрагм приведены в табл. 3.

Таблица 3

№ диафрагмы	$d_{cp}, \text{см}$	$B, \text{см}^{-2}$
1	0,5024	63,7179
2	0,6052	43,9103
3	0,7405	29,3341
4	0,8085	24,5042
5	0,9143	19,2395
6	0,9967	16,1897

Распределение мощности дозы в поперечном сечении пучка рентгеновского излучения, генерируемого при напряжении, равном — 10,2 кв, $I = 5 \text{ ма}$, фильтре в 0,32 мм целлона, при $F = 267,5 \text{ мм}$ и $d = d_2 = 6,052 \text{ мм}$, представлено на рис. 11, а и б. На этих рисунках по оси ординат отложена мощность дозы, создаваемой в центре измерительного объема; пересечение кривой с осью ординат соответствует случаю, когда фокусное пятно, центр входной диафрагмы и центр измерительного

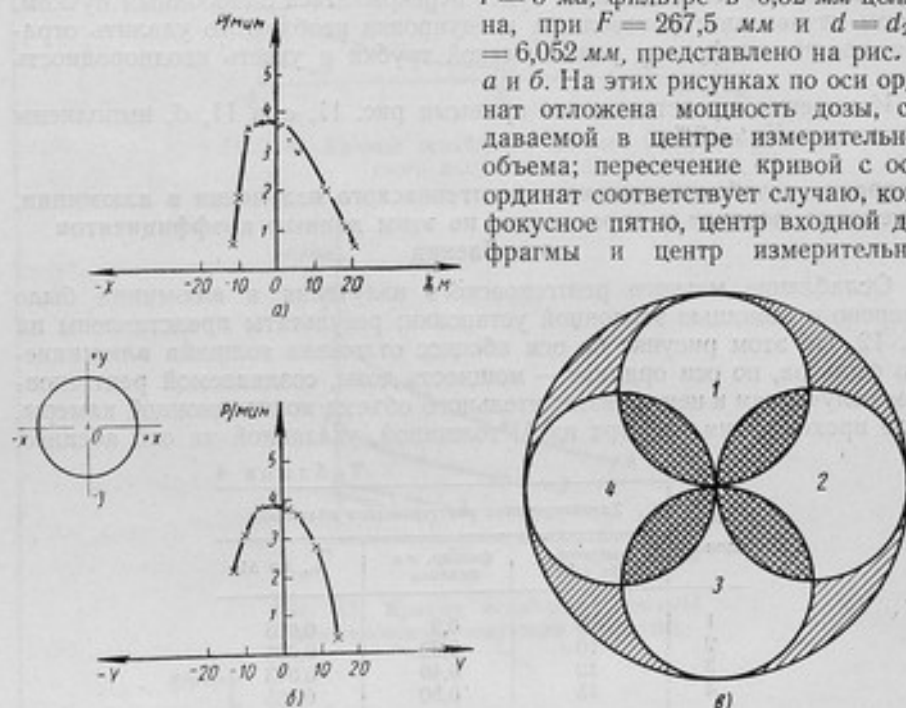


Рис. 11. Кривые распределения мощности дозы в поперечном сечении рентгеновского излучения

объема находились на одной прямой линии. По оси абсцисс на рис. 11, а — смещение центра входной диафрагмы от этой прямой линии в миллиметрах в горизонтальной плоскости, перпендикулярной оси оптической скамьи; на рис. 11, б — смещение центра входной диафрагмы в вертикальной плоскости. Рассмотрение рисунков 11, а и 11, б показывает, что неоднородной может считаться сравнительно небольшая область в центральной части пучка. Понятно, что измерения дают значение мощности излучения, усредненное по площади. Погрешность от усреднения будет тем меньше, чем меньше диаметр входной диафрагмы. Однако приведенная выше на рис. 9 кривая показывает, что для диафрагм с диаметром до 9 мм все еще сохраняется пропорциональность между площадью диафрагмы и силой ионизационного тока в камере. Это может

быть объяснено тем, что в этих пределах процесс усреднения еще не приводит к заметной погрешности.

В самом деле на рис. 11, *в* показаны четыре возможных положения диафрагмы № 1 диаметром 5 мм, почти точно перекрывающих площадь диафрагмы № 6 диаметром 10 мм. Каждое из четырех положений диафрагмы № 1 соответствует значению мощности дозы 3,78; 3,77; 3,80; $3,82 \frac{p}{мин}$. Среднее из них незаметно отличается от начального значения $(3,80 \frac{p}{мин})$, и поэтому результат измерения с диафрагмой № 10 окажется тождественным результатом измерения с диафрагмой № 1. Однако при работе с более широким раствором пучка уже неизбежно будет вкрадываться погрешность от его неоднородности.

При измерении эталонной установкой с фокусным расстоянием входной диафрагмы ионизационной камеры, равным 202,5 мм, диаметр сечения пучка был 30 мм. Поэтому, если ионизационная камера для мягких рентгеновских лучей градуируемого рентгенметра будет наперсткового типа с диаметром 25—30 мм, то данная система диафрагмирования непригодна, так как камера не будет перекрываться однородным пучком. В этом случае для производства градуировки необходимо удалить ограничивающую диафрагму рентгеновской трубки и учесть неоднородность пучка.

Измерения, представленные кривыми рис. 11, *а* и 11, *б*, выполнены с точностью $E_{\sigma_p} = 3\%$.

Измерение ослабления мягкого рентгеновского излучения в алюминии, целлоне, воздухе и определение по этим данным коэффициентов ослабления

Ослабление мягкого рентгеновского излучения в алюминии было измерено с помощью эталонной установки; результаты представлены на рис. 12. На этом рисунке по оси абсцисс отложена толщина алюминиевого фильтра, по оси ординат — мощность дозы, создаваемой рентгеновским излучением в центре измерительного объема ионизационной камеры, после прохождения фильтра из Al толщиной, указанной на оси абсцисс.

Таблица 4

№ кривой	Характеристика рентгеновского излучения		
	напряжение U , кВ	фильтр, мм целлона	Δ_0 , мм Al
1	8	0,2	0,023
2	10	0,32	0,038
3	12	0,40	0,043
4	15	0,50	0,055

Все измерения выполнены при $F = 267,5$ мм и силе тока, протекающего через рентгеновскую трубку, $I = 5$ ма.

Ослабление мягкого излучения в целлоне приведено на рис. 13. По оси абсцисс отложена толщина целлонового фильтра, по оси ординат — мощность дозы.

Таблица 5

№ кривой	Характеристика рентгеновского излучения			
	напряжение U , кВ	фильтр, мм целлона	фокусное расстояние F , мм	Δ_0 , мм целлона
1	7	0,10	217,5	0,17
2	8	0,20	267,5	0,23
3	9	0,24	267,5	0,33
4	10	0,32	267,5	0,36

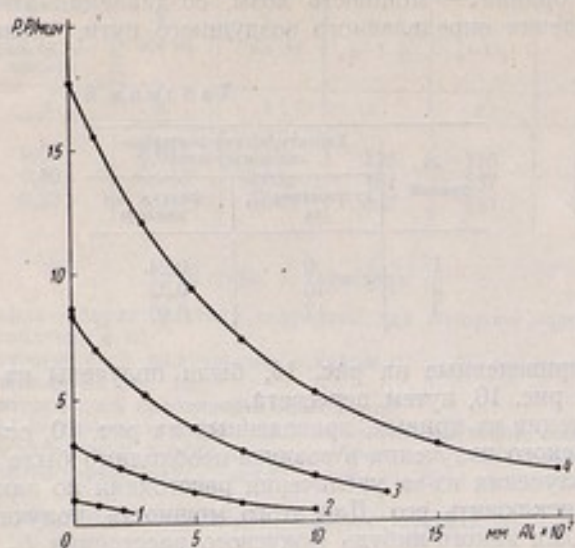


Рис. 12. Кривые ослабления мягкого рентгеновского излучения в Al

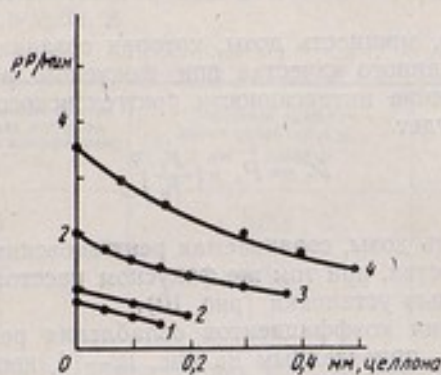


Рис. 13. Кривые ослабления мягкого рентгеновского излучения в целлофане

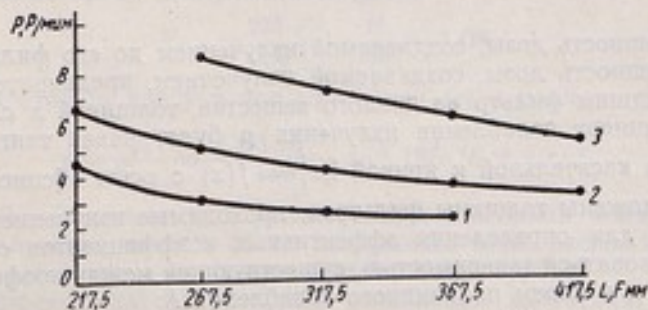


Рис. 14. Кривые ослабления мягкого рентгеновского излучения в воздухе

На рис. 14 приведено ослабление мягкого рентгеновского излучения воздухом. По оси абсцисс отложены пути, проходимые излучением в воздухе; по оси ординат — мощность дозы, создаваемая этим излучением после прохождения определенного воздушного пути, указанного на оси абсцисс.

Таблица 6

№ кривой	Характеристика рентгеновского излучения	
	напряжение U , кВ	фильтр, мм целлона
1	9	0,24
2	10	0,32
3	12	0,40

Кривые, приведенные на рис. 14, были получены из кривых, изображенных на рис. 10, путем пересчета.

Для получения из кривых, приведенных на рис. 10, ослабления мягкого рентгеновского излучения в воздухе необходимо было учесть ослабление этого излучения из-за увеличения расстояния по закону квадрата расстояния и исключить его. Для этого мощность, полученную из кривой (рис. 10) для какого-нибудь фокусного расстояния F_1 , нужно умножить на величину $\left(\frac{F_1}{F_0}\right)^2$, где F_0 — минимальное фокусное расстояние, для которого измерялась мощность дозы, создаваемой излучением данного качества.

Таким образом, мощность дозы, которая создавалась бы рентгеновским излучением данного качества при фокусном расстоянии F , если исключить уменьшение интенсивности рентгеновского излучения по закону квадратов, будет

$$P_{x, F} = P_{x, F_0} \left(\frac{F_1}{F_0}\right)^2,$$

где $P_{x, F}$ — мощность дозы, создаваемая рентгеновским излучением этого же качества, при том же фокусном расстоянии F , измеренная с помощью установки (рис. 10).

Для определения коэффициентов ослабления рентгеновского излучения μ по данным, приведенным на рис. 12—14, необходимо построить кривые

$$\ln \frac{P_x}{P_0} = f(x),$$

где P_0 — мощность дозы, создаваемой излучением до его фильтрации;

P_x — мощность дозы, создаваемой излучением, предварительно прошедшим фильтр из данного вещества, толщиной x см.

Коэффициент ослабления излучения μ будет равен тангенсу угла, образуемого касательной к кривой $\ln \frac{P_x}{P_0} = f(x)$ с осью абсцисс, если на этой оси отложены толщины фильтров, проходимые излучением.

Однако для определения эффективных коэффициентов ослабления можно пользоваться зависимостью, существующей между коэффициентом ослабления μ и слоем половинного ослабления Δ :

$$\mu_{эфф} = \frac{0,693}{\Delta}. \quad (18)$$

Результаты определения коэффициентов ослабления μ в Al приведены в табл. 7.

Таблица 7

Характеристика излучения		Δ_1	Δ_2	ρ_1	ρ_2	λ_1 эфф.	λ_2 эфф.
напряжение U , кВ	фильтр, мм целлона	мм Аl	мм Аl	см ⁻¹ Аl	см ⁻¹ Аl	° А	° А
1	2	3	4	5	6	7	8
15	0,50	0,055	0,060	126	115	1,50	1,45
12	0,40	0,043	0,051	161	137	1,64	1,55
10	0,32	0,037	0,045	187	157	1,73	1,62

В табл. 7 приведено:

- в 1-й и 2-й графах — характеристика излучения, для которого определяется коэффициент ослабления в Аl;
- в 3-й графе — первый слой половинного ослабления в Аl, на основании измерений, представленных на рис. 12;
- в 4-й графе — второй слой половинного ослабления;
- в 5-й графе — эффективный коэффициент ослабления излучения, соответствующий Δ_1 ;
- в 6-й графе — эффективный коэффициент ослабления излучения, соответствующий Δ_2 ;
- в 7-й графе — эффективная длина волны рентгеновского излучения, соответствующая Δ_1 ;
- в 8-й графе — эффективная длина волны, соответствующая Δ_2 .

Кривые ослабления были получены при $F = 267,5$ мм.

Результаты определения эффективных коэффициентов ослабления рентгеновского излучения для режима: $U = 10$ кВ; 0,32 мм целлона в воздухе представлены в табл. 8.

Таблица 8

Интервал фокусных расстояний центра измерительного объема, для которого определяется эффективный коэффициент ослабления излучения $F_1 - F_2$, мм	Линейный коэффициент ослабления ρ , см ⁻¹ воздуха	Массовый эффективный коэффициент ослабления $\frac{\rho}{\rho}$
217,5—267,5	0,051	42
267,5—317,5	0,040	33
317,5—367,5	0,030	25
367,5—417,5	0,027	22

Величины массовых эффективных коэффициентов ослабления излучения получены путем деления на $1,195 \cdot 10^{-3}$ величин ρ , приведенных в табл. 8, так как поправочный коэффициент на изменение давления и температуры во время измерений был равен:

$$K_{n,t} = \frac{273+t}{273} \cdot \frac{H}{760} = 1,08.$$

Поэтому плотность воздуха при измерении была равна:

$$\rho = \frac{\rho_0}{K_{n,t}} = \frac{1,293 \cdot 10^{-3}}{1,08} = 1,195 \cdot 10^{-3} \text{ г/см}^3.$$

Табл. 8 показывает, как увеличивается жесткость мягкого рентгеновского излучения за счет 50 см воздушного пути, расположенного на различных расстояниях от фокуса рентгеновской трубки.

Так, эффективный коэффициент ослабления излучения, генерируемого при напряжении равном 10 кВ и фильтре в 0,32 мм целлона, отличается для 1-го и 2-го положений на 27,8%, 2-го и 3-го — на 24% и 3-го и 4-го — только на 14%. Таким образом, воздух для этого излучения является хорошим гомогенизирующим фактором. В табл. 9 приведен эффективный коэффициент ослабления мягкого рентгеновского излучения в целлоне.

Характеристика излучения			Δ , мм целлона	μ , см ⁻¹ целлона
напряжение U , кВ	фильтр, мм целлона	фокусное рас- стояние F , мм		
7	0,10	227,5	0,17	4,1
8	0,20	267,5	0,23	3,0
9	0,24	267,5	0,31	2,2
10	0,32	267	0,36	1,9

Расчет распределения энергии рентгеновского излучения по длинам волн

Как уже упоминалось раньше, распределение энергии рентгеновского излучения по длинам волн зависит от порядкового номера вещества, из которого сделан анод рентгеновской трубки, значения подводимого к трубке напряжения и силы тока, протекающего через рентгеновскую трубку. Поэтому были сняты осциллограммы кривой напряжения, подводимого от мотор-генератора к рентгеновской трубке, и кривой тока, протекающего через рентгеновскую трубку.

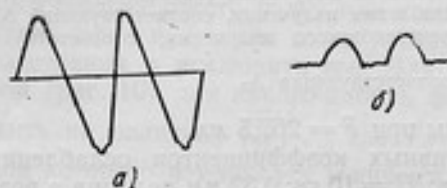


Рис. 15. Кривые напряжения и силы тока, протекающего через рентгеновскую трубку:

a — осциллограмма кривой напряжения, подводимого от мотор-генератора к рентгеновской трубке;
b — осциллограмма кривой силы тока, протекающего через рентгеновскую трубку

Осциллограмма напряжения, приведенная на рис. 15, *a*, имеет вид правильной синусоиды. Осциллограмма тока, приведенная на рис. 15, *b*, снята для режима 8,8 кВ, $I = 20$ ма и имеет прерывистый характер, так как рентгеновский аппарат работает по полуволновой схеме. В рабочий полупериод осциллограмма тока имеет вид полуволны синусоиды.

Расчет распределения энергии рентгеновского излучения по длинам волн был выполнен для режима 15 кВ, 0,50 мм целлона. Для выполнения расчета были использованы данные, полученные при измерении ослабления этого излучения в Al.

Как известно [7], ионизационное действие рентгеновского излучения можно представить в виде:

$$i_k = \int_0^{\infty} \frac{I(\lambda) a_k(\lambda) \gamma(\lambda) d\lambda}{\varepsilon(\lambda)}$$

где i_k — ионизационное действие в *p/сек*;

$I(\lambda)$ — интенсивность данного участка спектра;

$\varepsilon(\lambda)$ — работы ионизации;

$a_k(\lambda)$ — относительное уменьшение интенсивности рентгеновского излучения фильтром *k*;

$\gamma(\lambda)$ — коэффициент электронного преобразования в воздухе.

Этот интеграл можно приближенно представить в виде суммы конечного числа слагаемых, пользуясь тем фактом, что интенсивность рентгеновского излучения достаточно большой длины волны очень мала:

$$i = \sum_s \frac{I(\lambda_s) a_k(\lambda_s) \gamma(\lambda_s) (\lambda_{s+1} - \lambda_s)}{\varepsilon(\lambda_s)}$$

Для выполнения расчета, кроме значения ионизационного действия этого излучения в воздухе, необходимо знать коэффициент электронного преобразования излучения в воздухе $\gamma(\lambda_s)$ и ослабление излучения в Al

для различных длин волн. Эти данные приведены соответственно в табл. 10 и 11.

Таблица 10

Характеристика излучения		Фильтр, мм Al	Мощность дозы, $\frac{p}{сек}$
напряжение $U, кВ$	фильтр, мм целлона		
15	0,50	0,00	0,298
15	0,50	0,01	0,262
15	0,50	0,02	0,227
15	0,50	0,03	0,203
15	0,50	0,04	0,178
15	0,50	0,05	0,158
15	0,50	0,07	0,123
15	0,50	0,10	0,088
15	0,50	0,15	0,052
15	0,50	0,20	0,033

Таблица 11

№ измерения	$a, мм Al$	Длина волны, Å					
		1,0	1,25	1,32	1,47	1,54	2,0
1	2	3	4	5	6	7	8
1	0,01	0,961	0,932	0,914	0,893	0,875	0,755
2	0,02	0,931	0,866	0,835	0,791	0,762	0,560
3	0,03	0,892	0,803	0,763	0,705	0,670	0,427
4	0,04	0,859	0,748	0,698	0,628	0,580	0,324
5	0,05	0,827	0,696	0,638	0,558	0,512	0,246
6	0,07	0,767	0,602	0,532	0,441	0,395	0,139
7	0,10	0,685	0,484	0,407	0,315	0,262	0,060
8	0,15	0,567	0,336	0,262	0,173	0,133	0,015
9	0,20	0,405	0,239	0,165	0,100	0,072	0,004
10	$\gamma \cdot 10^3 см^{-1}$	3	6	7	10,5	11,5	21
11	$\rho, см^{-1} Al$	38	73	85	117	134	280

В графах 3—8 приведено: в строках 1—9 отношение интенсивности указанного участка спектра после его прохождения через фильтр, приведенный в 1-й графе, к интенсивности того же участка спектра до его фильтрации. В 10-й строке приведен коэффициент электронного преобразования в воздухе для указанных длин волн; в 11-й строке приведен коэффициент ослабления для тех же длин волн.

Так как измеренное значение мощности дозы, как и вычисленные значения a_i и γ_i , определены с некоторой погрешностью, равной 1%, а для a_i и γ_i — 3%, то для нахождения величины I_λ необходимо иметь больше уравнений, чем число длин волн λ , для которых определяется I_λ .

Как видно из табл. 11, I_λ определялись для шести значений λ . Поэтому необходимо было взять большее число уравнений, чем шесть. Составленная система из девяти уравнений с шестью неизвестными решалась методом наименьших квадратов. Полученные шесть нормальных уравнений решались методом Гаусса. Результаты решения представлены в виде графика на рис. 16. На этом рисунке по оси абсцисс отложены длины волн в Å, по оси ординат — интенсивность излучения волны данной длины.

Первоначально из системы нормальных уравнений мы получили отношение $\frac{I(\lambda)}{\varepsilon(\lambda)}$, а для определения $I(\lambda)$ необходимо полученные величины умножить на величину $\varepsilon(\lambda)$, которая для различных длин волн имеет следующие значения:

$$\lambda, \text{ \AA} = 1,00; \quad 1,25; \quad 1,32; \quad 1,47; \quad 1,54; \quad 2,0;$$

$$\varepsilon(\lambda), \text{ эв} = 33,1; \quad 33,3; \quad 33,4; \quad 33,5; \quad 33,5; \quad 33,9.$$

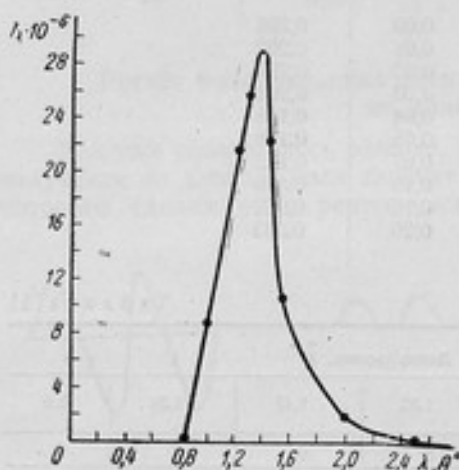


Рис. 16. Кривая распределения рентгеновского излучения по длинам волн:

Излучение 15 кэ; 0,50 мм пеллона, $F = -267,5$ мм, $\Delta_1 = 0,055$ мм А1, $\Delta_2 = 0,061$ мм А1

Из рис. 16 имеем:

$$\lambda_{\text{max}} = 1,43 \pm 0,06 \text{ \AA}.$$

Ясно, что рис. 16 показывает лишь некоторое эффективное распределение энергии по длинам волн, усредненное за рабочий полупериод работы рентгеновской трубки.

Выводы

1. В работе разобраны вопросы воспроизведения рентгена в области мягкого рентгеновского излучения; установлено, что измеренная доза мягкого рентгеновского излучения должна относиться к точке измерительного объема, совпадающей с центром измерительного электрода (в первом приближении), а не к центру входной диафрагмы, как это делается при измерении рентгеновского излучения средней жесткости.
2. Дан анализ поправок, которые необходимо учитывать при эталонировании мягкого рентгеновского излучения.
3. Приведены основные результаты исследования установки, воспроизводящей рентген в области мягкого рентгеновского излучения.
4. Произведен расчет распределения энергии рентгеновского излучения по длинам волн, который дает представление об эффективном спектре рентгеновского излучения, генерируемого рентгеновской трубкой, питаемой от аппарата, работающего по полуволновой схеме при максимальном напряжении на трубке 15 кэ.
5. Создана установка, воспроизводящая рентген в области мягкого рентгеновского излучения с погрешностью не более 1%.

ЛИТЕРАТУРА

1. L. Taylor, G. Stoneburner. Journ. Res., NBS, 9, 769 (1932).
2. K. Jaeger. Wiss. Abh. d. PTR, 18, 95 (1934).
3. М. Ф. Юдин. Измерительная техника, 1955, № 1, 34.
4. L. Taylor, G. Singer. Journ. Res., NBS, 16, 165 (1936).
5. В. И. Соловьев, ЖТФ, 1938, 8, 1642; ЖТФ, 1939, 9, 654.
6. Комpton, Алисон. Рентгеновские лучи, Теория и эксперимент, 628, 1941.
7. К. К. Аглинцев. ЖЭТФ, 1933, 3, 282.
8. J. Vennart. Brit. Journ. Radiology, 27, 525 (1954).

ОБРАЗЦОВАЯ УСТАНОВКА ДЛЯ ИЗМЕРЕНИЯ В РЕНТГЕНАХ γ-ИЗЛУЧЕНИЯ С ЭНЕРГИЕЙ КВАНТОВ ДО 1,5 Мэв

Введение

Групповая эталонная рентгенометрическая установка, воспроизводящая рентген и состоящая из трех цилиндрических ионизационных камер диаметром 50 см и трех электроизмерительных устройств, предназначена для измерений излучений с энергией квантов, не превышающей 250 кэв.

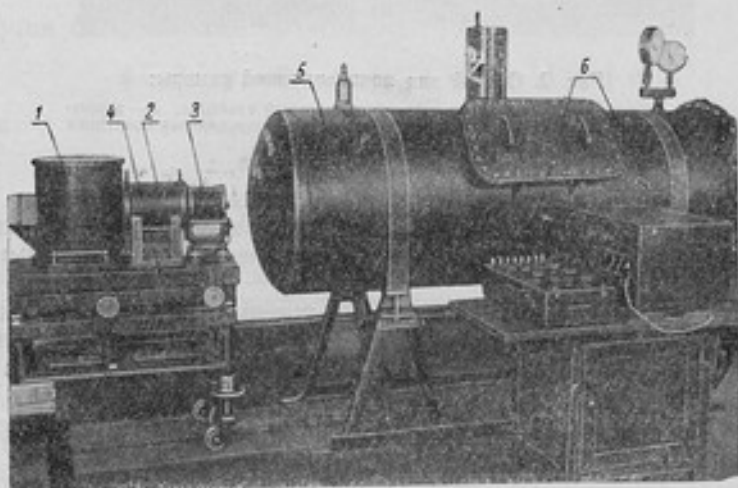


Рис. 1. Общий вид образцовой установки для измерения в рентгенах γ -излучений с энергией квантов до 1,5 Мэв:
1 — свинцовый блок; 2 — защитная диафрагма; 3 — поворотная диафрагма; 4 — установочный стол; 5 — бак; 6 — электроизмерительная схема

Необходимость применения более жесткого излучения повлекла за собой создание эталонного устройства, воспроизводящего рентген в этой области [1]. В связи с этим во ВНИИМ создана рабочая эталонная установка (рис. 1) для воспроизведения рентгена в области излучения, более жесткого, чем 250 кэв, и для передачи величины рентгена образцовым измерительным приборам.

Установка состоит из плоской ионизационной камеры, заключенной в бак, диафрагмирующего и электроизмерительного устройств и высоковольтной батареи. Давление в баке может быть повышено до 15 атм. Это наряду с другими параметрами установки (размеры электродов и расстояние между ними) обеспечивает полное использование ионизирующей способности электронов, возникающих при поглощении жестких излучений (до 1,5 Мэв).

Ионизационная камера (рис. 2) состоит из потенциального электрода 1 с эбонитовой изоляцией, измерительного электрода 2 с янтарной изоляцией, двух защитных электродов 3, расположенных с боков измерительного электрода, и делителя напряжения 4 для получения равномерного электрического поля в пространстве между потенциальным и измерительным электродами.

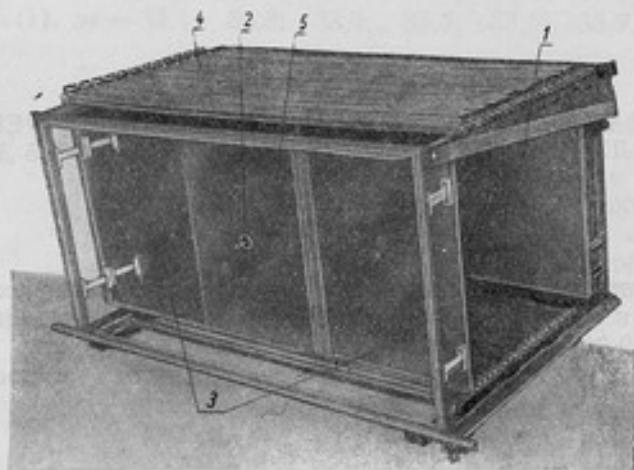


Рис. 2. Общий вид ионизационной камеры:

1 — потенциальный электрод; 2 — измерительный электрод; 3 — защитные электроды; 4 — делитель напряжения; 5 — алюминиевая пластинка

Зазоры между измерительным и защитными электродами равны 0,5 мм. Для электростатической защиты измерительного электрода предусмотрена алюминиевая пластинка 5, соединенная с защитными электродами.

Защитные электроды находятся при потенциале земли, потенциальный электрод — при потенциале до 15 кв. Перед началом измерений потенциал измерительного электрода равен нулю, во время измерений он может достигать 1—2 в. Таким образом, утечки заряда с измерительного электрода сводятся к минимуму.

Расстояние между измерительным и потенциальным электродами и высота их равны 40 см; длина измерительного электрода равна примерно 25 см.

Защитные электроды предназначены для уменьшения искажения электрического поля внутри измерительного объема из-за краевого эффекта в плоскостях, перпендикулярных осевому направлению пучка.

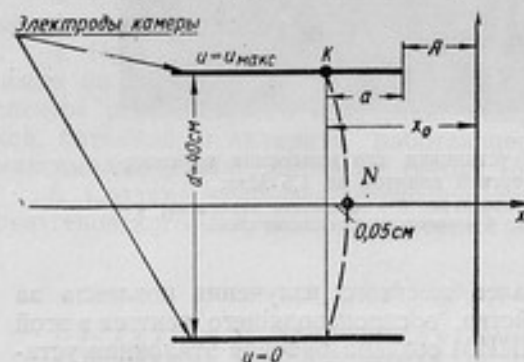


Рис. 3. Конфигурация силовой линии в конце измерительного электрода

Длина их была принята равной 30 см, что на основании приводимого ниже расчета обеспечивает равномерность электрического поля в камере.

Расчет поля производился методом электрических изображений [2].

Если ввести криволинейные ортогональные координаты φ и ψ и определить их уравнениями:

$$\left. \begin{aligned} x &= A(\varphi + e^\varphi \cos \psi) \\ y &= A(\psi + e^\psi \sin \varphi) \\ A &= \frac{d}{2\pi} \end{aligned} \right\} \quad (1)$$

так, чтобы ось x была направлена по ходу пучка, а ось y — перпендикулярно плоскости электрода на расстоянии $A = \frac{d}{2\pi}$ от его края (рис. 3), то уравнения (1) при $\psi = \text{const}$ соответствуют эквипотенциальным поверхностям, а $\varphi = \text{const}$ — силовым линиям электрического поля.

Выбрав две точки k и N , лежащие на одной силовой линии и смещенные по отношению друг друга по оси x на 0,05 см, можно найти расстояние от края электрода до силовой линии, которая отклоняется на 0,05 см от перпендикуляра к электродам. Расстояние от оси y до точки k обозначим через x_0 , очевидно, что $x_0 = a + A$.

На основании уравнений (1) имеем:

для точки k

$$\psi = \pi, \quad y = \frac{d}{2}, \quad x_0 = A(\varphi - e^\varphi);$$

для точки N

$$\psi = 0, \quad y = 0, \quad x = x_0 + 0,05 = A(\varphi + e^\varphi).$$

откуда

$$e^\varphi = 0,0039; \quad \varphi = -5,5;$$

$$x_0 \approx 35 \text{ см}; \quad a \approx 28 \text{ см}.$$

Таким образом, при длине защитных электродов 30 см получим отклонение силовых линий у краев измерительного электрода при $d = 40$ см не более чем на 0,05 см и поэтому ошибка от искажения поля в ионизационной камере может сказаться на величине измерительного объема не больше чем на $\frac{0,05}{25} = 0,2\%$, где 25 — длина измерительного электрода в сантиметрах.

Делитель напряжения 4 (см. рис. 2) состоит из последовательно соединенных сопротивлений порядка 1 Мом. Для создания равномерного электрического поля между каждым сопротивлением имеется алюминиевая пластина, расположенная параллельно плоскостям электродов. Крайние пластины присоединены соответственно к потенциальному и защитному электродам.

Диафрагмирующее устройство

Для получения узкого пучка γ -лучей источник помещается в диафрагмирующее устройство (см. рис. 1), состоящее из свинцового блока 1, защитной диафрагмы 2, поворотной диафрагмы 3 и установочного стола 4.

Свинцовый блок представляет собой латунный цилиндр диаметром 350 мм и высотой 500 мм, заполненный 2-миллиметровой свинцовой дробью. На высоте 250 мм цилиндр имеет отверстие диаметром 12 мм. В центре свинцового блока помещается препарат.

Защитная диафрагма представляет собой полый латунный цилиндр длиной 250 мм с наружным диаметром 190 мм, внутренним — 60 мм, заполненный 2-миллиметровой свинцовой дробью. Защитная диафрагма

установлена перед блоком так, что ее ось совпадает с осью отверстия свинцового блока.

Поворотная диафрагма представляет собой латунный цилиндр диаметром 155 мм, длиной 150 мм, заполненный свинцом. На расстоянии $\frac{d}{4}$ от оси цилиндра просверлено отверстие диаметром 10 мм, ось которого параллельна оси цилиндра. Цилиндр установлен на подшипниках металлической подставки и может поворачиваться вокруг своей оси. При одном фиксированном положении цилиндра ось его отверстия совпадает с осью отверстия защитной диафрагмы и с осью отверстия в свинцовом блоке, при другом — поворотная диафрагма закрывает отверстие блока.

Подставка поворотной диафрагмы установлена на опорных винтах, с помощью которых она может перемещаться вверх и вниз на ± 15 мм от своего центрального положения, и размещена на установочном столе перед защитной диафрагмой.

Точность изготовления диаметра отверстия поворотной диафрагмы составляет 0,1 мм.

Установочный стол служит для размещения блока и диафрагм. Поверхность его находится на высоте от пола 750 мм и может перемещаться вверх и вниз на ± 50 мм. Верхняя площадка стола может перемещаться в горизонтальной плоскости перпендикулярно оси отверстий диафрагм и блока на ± 10 мм, а также в пределах до 15° вокруг вертикальной оси, проходящей через середину переднего края стола.

Электрометрическое устройство

Измерение ионизационного тока производится при помощи мостовой схемы (рис. 4), питаемой от одной батареи. Подбором сопротивлений R_1 ; R_3 ; R_4 ; R_6 и R_7 устанавливаются необходимые напряжения анода и экранной сетки. Сопротивление R_8 служит для подачи на управляющую сетку лампы необходимого отрицательного смещения и для устранения влияния колебаний силы тока накала I_n на силу анодного тока I_a .

Для измерения тока применяется переносный зеркальный гальванометр ГПЗ-2 с чувствительностью 220 мм/мкА.

При сбалансированном мосте и отсутствии ионизации в камере ток через гальванометр равен нулю.

Незначительное изменение напряжения питания от

Рис. 4. Электрометрическая схема:
 $R_1, R_3, R_4, R_6, R_7, R_8$ — сопротивления; 131П — электрометрическая лампа; Б — батарея; П — потенциометр; Г — гальванометр

батарей Б не сказывается на балансировке моста.

При наличии ионизационного тока I напряжение смещения сетки меняется на величину $I \cdot R_2$, и через гальванометр потечет ток.

Перемещением регулятора потенциометра П необходимо добиться, чтобы стрелка гальванометра вернулась в положение, которое она занимала до появления ионизационного тока.

В этом случае ионизационный ток

$$I = \frac{U}{R_2},$$

где U — компенсационное напряжение, отсчитываемое по потенциометру П.

В данной схеме применялся потенциометр типа ПН-2. Значение сопротивления R_2 измерялось путем подключения к схеме уранового ионизатора с известным током.

Исследование режима работы ионизационной камеры высокого давления

Зависимость силы ионизационного тока от давления при различных значениях напряженности электрического поля в ионизационной камере была исследована на γ -излучении Cs^{134} и Co^{60} ; это позволило установить верхний предел энергии γ -квантов излучения, который может измеряться по данной установке.

Экспериментально снятые кривые для напряженности поля $E = 110$ в/см, с учетом поправки на температуру, представлены на рис. 5 и 6 (кривая 1). В полученные кривые, кроме поправки на поглощение в воздухе, начиная с давления от 4 атм и выше, вводилась поправка на колонную рекомбинацию (кривая 2). При давлении ниже 4 атм, как показал эксперимент, эта поправка лежит за пределами точности измерений.

Поправки на колонную рекомбинацию и получение значения силы тока насыщения производились по методу Яффе-Занстра [3]. Строилась графическая зависимость от некоторой функции $f(z)$. Аргумент этой функции

$$z = 1,24 \cdot 10^{-4} \left(\frac{U_0}{dP} \right)^2,$$

где U_0 — приложенная к электродам разность потенциалов;

d — расстояние между электродами;

P — давление воздуха в ионизационной камере.

Значения $f(z)$ при различных значениях z берутся из специального графика [4]. Величина T линейно изменяется при изменении $f(z)$, причем прямая обрывается при наименьшем значении $f(z)$, соответствующем наибольшему значению силы тока I (рис. 7). Экстраполируя эту прямую до пересечения с осью ординат, что соответствует $f(z) = 0$, мы находим

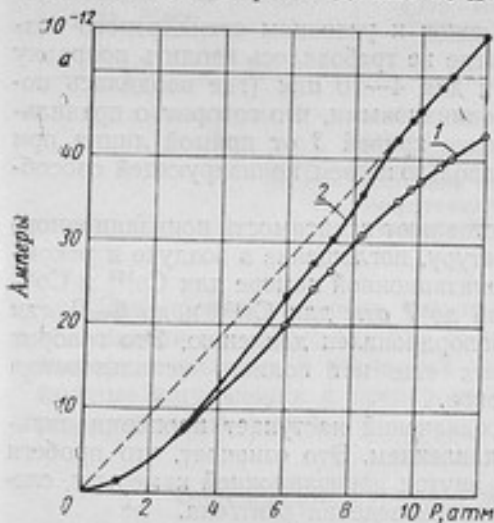


Рис. 6. Зависимость ионизационного тока от давления для Co^{60} :

1 — ток, приведенный к $0^\circ C$; 2 — ток с поправкой на поглощение в воздухе и рекомбинацию

величину $\frac{1}{I_n}$, где I_n — ток насыщения.

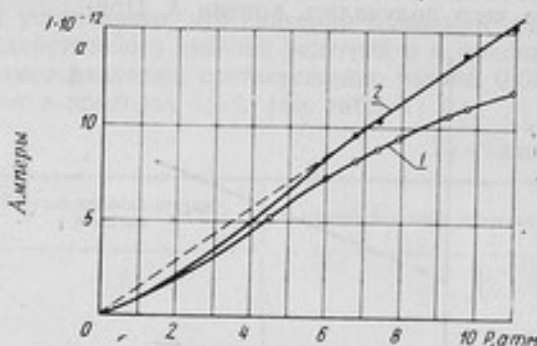


Рис. 5. Зависимость ионизационного тока от давления для Cs^{134} :

1 — ток, приведенный к $0^\circ C$; 2 — ток с поправкой на поглощение в воздухе и рекомбинацию

Экспериментальная проверка метода Яффе-Занстра была проделана на γ -излучении Cr^{51} (монохроматические γ -лучи с энергией γ -квантов, равной 330 кэв) и результаты ее приведены на рис. 8. Полное использование ионизирующей способности электронов для γ -квантов данной энергии наступает при давлении воздуха в ионизационной камере, равном 2 атм. Ток насыщения при давлении воздуха в камере 2—3 атм может быть непосредственно измерен при значении напряженности электрического поля в ионизационной камере $E = 110$ в/см. При давлении выше 3 атм в измеренный ионизационный ток (кривая 1), кроме поправок на температуру и поглощение в воздухе (кривая 2), вводилась поправка на колонную рекомбинацию, в результате чего получалась кривая 3. При-

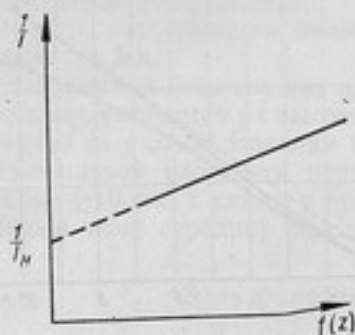


Рис. 7. Графический способ определения силы тока

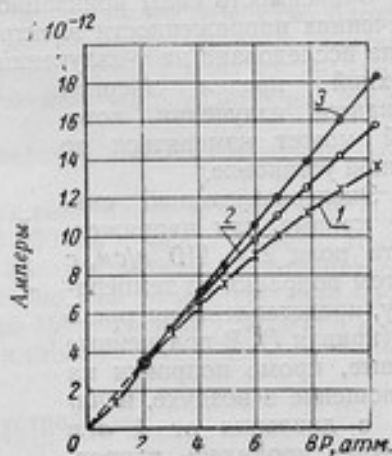


Рис. 8. Зависимость ионизационного тока от давления для Cr^{51} :

1 — измеренный ионизационный ток, приведенный к 0°C ; 2 — ток с поправкой на поглощение в воздухе; 3 — ток с поправкой на поглощение в воздухе и рекомбинацию

веденные значения ионизационных токов к условиям стандартного воздуха как для давлений в 2—3 атм (где не требовалось вводить поправку на колонную рекомбинацию), так и для 4—10 атм (где вводилась поправка Яффе-Занстра) получились одинаковыми, что говорит о правильном вычислении поправки. Отклонение кривой 3 от прямой линии при $P = 1$ атм объясняется неполным использованием ионизирующей способности электронов.

Кривые 2 (см. рис. 5 и 6) представляют зависимость ионизационного тока (с учетом поправок на температуру, поглощение в воздухе и рекомбинацию) от давления воздуха в ионизационной камере для Cs^{134} и Co^{60} . Как видно из кривых, для давлений до 7 атм для Cs^{134} и до 8—9 атм для Co^{60} ионизационный ток не пропорционален давлению. Это говорит о том, что при указанных давлениях еще нет полного использования ионизирующей способности электронов.

При давлениях выше указанных значений наступает пропорциональность между током насыщения и давлением. Это означает, что пробег электронов полностью помещаются внутри ионизационной камеры и, следовательно, выполнены условия воспроизведения рентгена.

Сравнение показаний ионизационной камеры высокого давления с государственным эталоном рентгена

Сравнение показаний ионизационной камеры высокого давления с государственным эталоном рентгена было проделано с помощью γ -излучения препарата Cr^{51} .

Для создания идентичных условий, измерения на ионизационной камере высокого давления были проделаны при давлении 1 атм, так как ионизационные камеры государственного эталона рентгена не допускают работы при повышенном давлении. Несомненно, что в этих условиях имело место некоторое занижение значений ионизационного тока за счет неполного использования ионизирующей способности электронов, но ошибка сравнения при этом мала. Действительно, расстояние от оси пучка до электродов в камерах высокого давления и государственного эталона отличаются незначительно (20 и 25 см), а вообще неполнота использования для излучения 330 кэв при давлении 1 атм составляет приблизительно 3% (рис. 8), так что различие для двух близких величин будет значительно меньше. Система диафрагмирования была тождественной.

В результате измерений установлено, что значения мощности дозы, измеренные с помощью государственного эталона рентгена и с помощью ионизационной камеры высокого давления, соответственно равны: 0,0510 и 0,0502 р/сек, т. е. совпадают в пределах 1,5% (см. табл. 1).

Таблица 1

Основные параметры установок и результаты их сравнения	Государственный эталон рентгена	Камера высокого давления
Измеренный ионизационный ток при 760 мм рт. ст. и $t = 0^\circ\text{C}$, в ед. CGSE	$4,775 \cdot 10^{-3}$	$8,94 \cdot 10^{-3}$
Длина измерительного электрода, см	13,078	24,89
Ионизационный объем, см ³ $\frac{\pi D^2}{4} \cdot L_{эфф}$	$\frac{\pi}{4} \cdot 1,38^2 \cdot 13,078 \left(\frac{R}{r}\right)^2 = 0,0936 R^2$	$\frac{\pi}{4} \cdot 1,38^2 \cdot 24,89 \left(\frac{R}{r}\right)^2 = 0,178 R^2$
Мощность дозы на расстоянии 1 см от препарата, Р/сек	$\frac{4,775 \cdot 10^{-3}}{0,0936} = 0,0510$	$\frac{8,94 \cdot 10^{-3}}{0,178} = 0,0502$

Примечание. D — диаметр выходного отверстия ограничивающей диафрагмы;

$L_{эфф}$ — эффективная длина измерительного электрода;

R, r — расстояния от центра препарата соответственно до центра измерительного электрода и выходного отверстия ограничивающей диафрагмы.

Для проверки степени чистоты препарата Cr^{51} была снята кривая поглощения в свинце. Так как получено удовлетворительное совпадение экспериментальных и расчетных данных, то можно заключить, что возможные загрязнения в препарате не оказывают заметного влияния на результаты измерений.

Определение поправок при измерении γ -излучения

При измерениях мощности дозы от любых источников γ -лучей в экспериментально найденные значения ионизационного тока необходимо внести поправки на следующие величины:

1. Поглощение в слое воздуха между препаратом и центром измерительного электрода ионизационной камеры.
2. Поглощение в алюминиевом входном окне.

3. Колонную рекомбинацию ионов при давлениях выше 3—4 атм.
4. Проникновение γ -лучей через края свинцовой диафрагмы.
5. Самопоглощение в препарате и поглощение в его оболочке, в том случае, если определяется его абсолютная активность.

Нахождение влияния колонной рекомбинации и получение значения силы тока насыщения производилось по методу Яффе-Занстра.

Поправка на проникновение γ -лучей через края диафрагмы (рис. 9) находилась опытным путем и численным интегрированием выражений:

$$E = 2\pi \cdot I_0 \int_a^r r e^{-\mu(r)} d \cdot r;$$

$$\delta = (r - a) \sqrt{1 + \left(\frac{d}{r}\right)^2},$$

где E — энергия γ -излучения, прошедшего через края диафрагмы;
 I_0 — интенсивность γ -излучения, падающего на диафрагму;
 d — расстояние от препарата до конца ограничивающей диафрагмы;
 a — радиус ограничивающей диафрагмы.

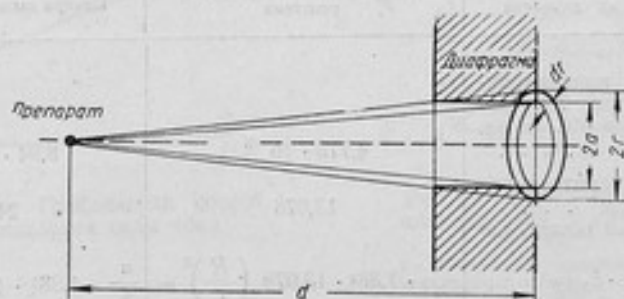


Рис. 9. Проникновение γ -лучей в ионизационную камеру через края диафрагмы:

d — расстояние от препарата до конца ограничивающей диафрагмы;
 $2a$ — диаметр пучка, ограниченного выходным отверстием диафрагмы;
 $2r$ — диаметр пучка, ограниченного входным отверстием диафрагмы

Для определения опытным путем поправки на проникновение γ -лучей через края диафрагмы была изготовлена конусная свинцовая пробка длиной 15 см, конус был рассчитан по геометрии пучка. При закрывании отверстия пробкой ионизация в камере создавалась за счет γ -излучения, прошедшего через края диафрагмы.

Для данных условий диафрагмирования ($d = 60$ см, $2a = 1,38$ см) проникновение γ -излучения через края диафрагмы составило для Co^{60} — 6,5%, для Cs^{134} — 3,5%.

В работе по исследованию установки принимала участие А. В. Фролова.

ЛИТЕРАТУРА

1. L. Taylor, G. Singer. Journ. Res. NRS, 21, 19 (1938); 24, 247 (1940).
2. J. G. Maxwell. A treatise on electricity and magnetism, vol. I, 246 (1873).
3. G. Jaffe. Ann. Phys. 42, 303 (1912).
4. Zanstra, Physica, 2, 817 (1935).

**ЛЮМИНЕСЦЕНТНЫЙ γ -СПЕКТРОМЕТР
НА ФОТОЭЛЕКТРОННОМ УМНОЖИТЕЛЕ ТИПА ФЭУ-19
И КРИСТАЛЛЕ CsI(Tl)**

В течение последних шести лет был разработан люминесцентный спектрометр — новый прибор для исследования γ -излучений [1]. Этот прибор является единственным, с помощью которого осуществляются исследования спектров препаратов небольшой активности (от 10^{-3} до 10^{-2} *кюри*), так как его светосила на 6—8 порядков выше, чем у магнитных и кристаллдифракционных спектрометров.

Теория люминесцентного γ -спектрометра в настоящее время хорошо разработана и рассматривается в целом ряде работ [2]. Известно, что кристалл и фотоэлектронный умножитель, используемые в люминесцентном спектрометре, должны быть высокого качества и удовлетворять целому ряду требований. Так, фотоэлектронный умножитель должен иметь высокочувствительный и однородный фотокатод, высокую эффективность собирания фотоэлектронов в умножающую систему, хорошую фокусировку электронов на каскадах умножения и небольшой темновой ток. Умножитель должен обладать достаточно большим (порядка 10^6 — 10^9) коэффициентом усиления при линейной амплитудной характеристике. Сцинтиллирующий кристалл должен состоять из атомов с высоким порядковым номером для обеспечения большого сечения фотоэффекта и образования пар. Световой выход должен быть велик и одинаков для различных частей кристалла, спектр излучения не должен поглощаться самим кристаллом и должен лежать в области наибольшей чувствительности фотокатода умножителя. Кристалл должен быть химически стабильным. Наконец, зависимость интенсивности свечения от энергии электрона должна быть линейной¹. Очевидно, что перечисленным требованиям может отвечать далеко не каждый тип умножителя и сорт кристалла.

Авторами этой работы был построен люминесцентный спектрометр на фотоэлектронном умножителе типа ФЭУ-19 и кристалле CsI(Tl). Экспериментально было установлено, что не каждый экземпляр умножителя ФЭУ-19 удовлетворяет поставленным требованиям, поэтому была разработана методика отбора и испытания фотоэлектронных умножителей с помощью коротких световых импульсов, даваемых ячейкой Керра. Сравнение результатов, полученных с помощью ячейки Керра, с разрешением, достигнутым при работе с кристаллом, дает возможность оценить качество кристалла.

¹ Эта характеристика определяет не только линейность энергетической шкалы, но и разрешающую способность спектрометра.

Исследование фотоэлектронных умножителей с помощью коротких световых импульсов, даваемых ячейкой Керра

Прежде всего было необходимо отобрать умножители, имеющие наибольшую среднюю чувствительность фотокатода. Для этого в специальной установке фотокатоды умножителей освещали светом постоянной интенсивности и измеряли фототок насыщения на остальных электродах, соединенных вместе. Таким путем было выбрано три умножителя, обладающих наивысшей чувствительностью фотокатода.

Наиболее эффективное исследование параметров умножителя, существенных при использовании его в схеме люминесцентного спектрометра, достигается при освещении фотокатода умножителя идентичными световыми импульсами. Устройство, дающее идентичные световые импульсы,

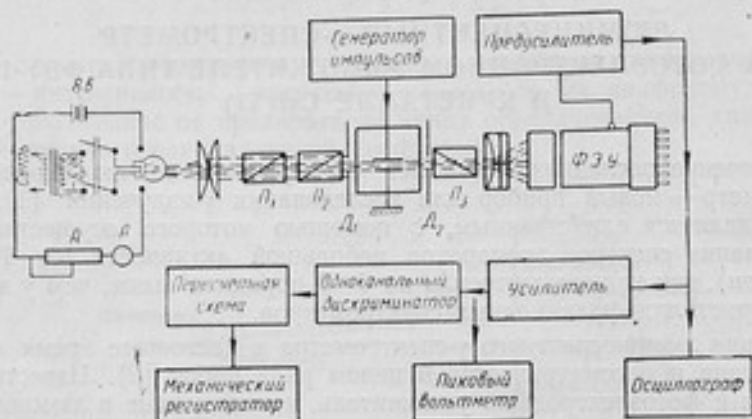


Рис. 1. Блок-схема установки с ячейкой Керра

равные по интенсивности световым вспышкам в кристалле, эквивалентно идеальному кристаллу, не вносящему разброса в интенсивность вспышки за счет различия в световом выходе из отдельных частей кристалла, поглощения в кристалле или каких-либо иных причин. Кроме того, световой импульс всегда одинаково распределяется по поверхности кристалла, имитируя таким образом работу кристалла с идеальным смесителем света.

В настоящее время известно несколько способов получения коротких (порядка нескольких микросекунд) световых импульсов. Для испытания умножителей обычно используются световые импульсы от газоразрядных приборов (неоновая лампа, тиратрон) или от электронно-лучевой трубки. Однако при первом методе не удастся получить достаточной стабильности амплитуды вспышек, а второй метод требует специальных люминофоров с малым временем высвечивания.

В настоящей работе в качестве генератора световых импульсов использовался конденсатор Керра, обеспечивающий, как известно, полную стабильность амплитуды вспышки и дающий возможность (благодаря малой инерционности) получать световые импульсы продолжительностью до 10^{-8} — 10^{-9} сек.

На рис. 1 приведена принципиальная схема установки.

Конденсатор Керра (с нитробензолом) расположен между скрещенными призмами Франка-Риттера $П_2$ и $П_3$. Плоскости поляризации образуют угол 45° с направлением электрического поля. Источником света служит лампа накаливания и система линз, обеспечивающая параллельность лучей света, падающих на конденсатор. Диафрагмы $Д_1$ и $Д_2$ вырезают узкий пучок света по форме щели конденсатора. Регулировка интенсивности света достигается вращением третьей призмы $П_1$, располо-

женной между источником света и призмой P_2 . Угол поворота этой призмы отсчитывается по специальной шкале, давая численные значения интенсивности, амплитуды, светового импульса. Система линз между P_2 и фотокатодом умножителя позволяет распределять свет равномерно по поверхности фотокатода, либо фокусировать в любую заданную точку.

На ячейку подаются прямоугольные импульсы напряжения от специального генератора. Генератор дает строго идентичные импульсы напряжения, амплитуду которых можно менять от 0 до 200 в, длительностью от 3 до 30 мк·сек. Частота следования импульсов около 900 гц.

Схема питания умножителя позволяет менять напряжения между фотокатодом и диафрагмой, диафрагмой и первым диодом, а также первым и вторым, вторым и третьим, третьим и четвертым диодами. Кроме того, схема дает возможность менять общее напряжение на делителе и напряжение между последним диодом и коллектором умножителя.

Импульсы с анода умножителя усиливаются широкополосным усилителем и подаются на вход одноканального дифференциального дискри-

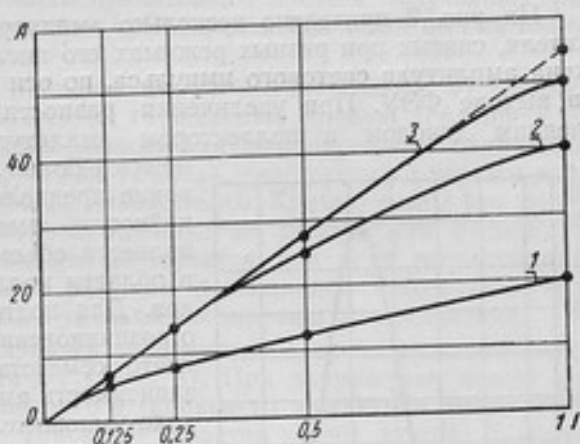


Рис. 2. Амплитудные характеристики умножителя:
1 — $U_{14-k} = 140$ в; 2 — $U_{14-k} = 240$ в; 3 — $U_{14-k} = 300$ в

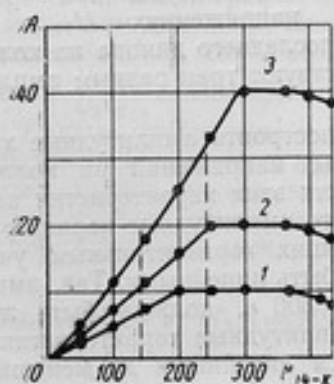


Рис. 3. Зависимость амплитуды импульса A на выходе ФЭУ от разности потенциалов между последним диодом и коллектором (U_{14-k}), для трех различных интенсивностей светового импульса I :
1 — $I = 1/4$; 2 — $I = 1/2$; 3 — $I = 1$

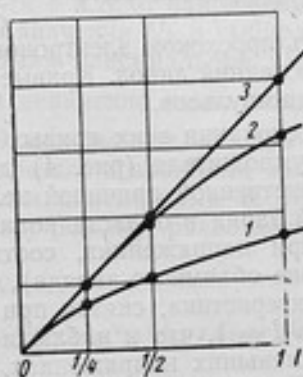


Рис. 4. Амплитудные характеристики, построенные по кривым рис. 3:
1 — $U_{14-k} = 140$ в; 2 — $U_{14-k} = 240$ в; 3 — $U_{14-k} = 300$ в

минатора, имеющего рабочий диапазон амплитуд от 0 до 100 в и ширину щели от 1 до 5 в. Электронный осциллограф со ждущей разверткой позволяет визуально наблюдать снимаемое распределение. Пиковый вольтметр включен для быстрого измерения амплитуды импульсов.

Как при исследовании разрешающей способности умножителя, так и при работе его в схеме люминесцентного спектрометра необходимо,

чтобы амплитудная характеристика умножителя (зависимость амплитуды на выходе от интенсивности светового импульса) была линейной. Было замечено, что в ряде случаев, в частности, при равномерном распределении напряжения между всеми электродами, рекомендуемом в паспорте, амплитудная характеристика значительно отклоняется от линейности.

На рис. 2 приведено несколько амплитудных характеристик умножителя, снятых при разных режимах его питания. По оси абсцисс отложена амплитуда светового импульса, по оси ординат — электрического на выходе ФЭУ. При увеличении разности потенциалов между последним диодом и коллектором амплитудные характеристики становятся более линейными. Это дает основание предположить, что причиной нелинейности амплитудных характеристик является объемный заряд, возникающий в области коллектора и последних диодов.

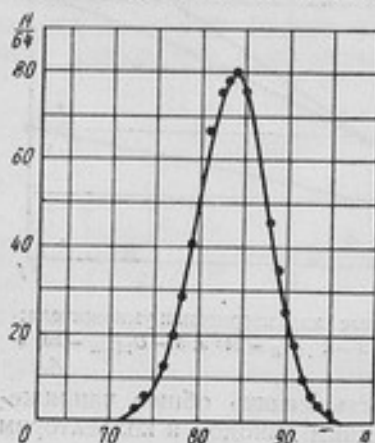


Рис. 5. Распределение импульсов по амплитудам на выходе ФЭУ при освещении фотокатода идентичными импульсами света

Для подтверждения предположения о возникновении объемного заряда было снято семейство кривых, выражающих зависимость амплитуды импульсов на выходе умножителя от напряжения на коллекторе при разных интенсивностях импульсов (рис. 3).

Кривые подтверждают предположение о наличии объемного заряда в области коллектора. Наклонные участки этих кривых обусловлены влиянием объемного заряда, горизонтальные соответствуют напряжениям, при которых объемный заряд перестает действовать. Некоторое уменьшение амплитуды при чрезмерно больших напряжениях U_{14-k} можно

объяснить проскоком электронов с предпоследнего диода на коллектор, минуя последний диод. Кривые соответствуют трем разным амплитудам световых импульсов.

На основании этих кривых можно построить амплитудные характеристики умножителя (рис. 4) для разных напряжений на коллекторе. Если единственной причиной нелинейности этих характеристик является объемный заряд в области коллектора, то амплитудные характеристики, снятые при напряжениях, соответствующих горизонтальным участкам (отсутствие объемного заряда), должны быть линейными. Так, амплитудная характеристика, снятая при $U_{14-k} = 300$ в, должна быть линейна вплоть до $I = 1$, что и наблюдается. Амплитудные характеристики, снятые при меньших напряжениях, остаются линейными до меньших значений I . При больших интенсивностях света объемный заряд может возникать не только на коллекторе, но и на последних диодах. О наличии этого явления свидетельствовала бы нелинейность амплитудной характеристики даже при отсутствии действия объемного заряда на коллекторе. Для спрямления характеристики следует либо повышать напряжение на последних диодах, либо уменьшать на первых, что приведет к снижению усиления системы, т. е. к уменьшению (при неизменной интенсивности света) количества электронов, попадающих в область коллектора и последних диодов.

Добившись линейности амплитудных характеристик во всем диапазоне используемых интенсивностей световых вспышек, можно было перейти к основной цели исследования — рассмотрению влияния распределения напряжения между диодами на разброс по амплитудам импульсов на выходе ФЭУ.

Вращением призмы P_1 (см. рис. 1) устанавливалась некоторая амплитуда светового импульса, постоянная во всех измерениях и примерно равная амплитуде от сцинтиллирующего кристалла при энергии падающих γ -квантов около 1 Мэв. Дифференциальным дискриминатором снималось распределение по амплитудам импульсов на выходе ФЭУ. За меру разрешающей способности принималась ширина полученного распределения на половине высоты — δ . Распределения были весьма близки к гауссовскому.

На рис. 5 приведена типичная форма распределения; экспериментальные точки хорошо ложатся на гауссовскую кривую (сплошная линия). На рис. 6 и 7 приведены зависимости полуширины от напряжения между фотокатодом и диафрагмой ($U_{\text{фк-}\delta}$), диафрагмой и первым динодом для одного из исследуемых умножителей. Кривые сняты при равномерном распределении световой вспышки по поверхности фотокатода. Характер зависимости в общем повторяется для всех исследованных умножителей. С увеличением разности потенциалов наблюдается возрастание средней амплитуды и уменьшение ширины распределения.

Весьма интересной оказалась зависимость δ от напряжения между первым и вторым динодами U_{1-2} (рис. 8). При напряжении между первым и вторым динодами равном 8 в (кривые *a*) амплитуда имеет резкий максимум, а δ — минимум. Такой же характер имеют кривые *b*, снятые при большем напряжении между вторым и третьим динодами. Любопытно, что отношение напряжений U_{1-2} , соответствующего максимуму, к напряжению U_{2-3} в обоих случаях почти одинаково:

$$\left(\frac{U_{1-2}}{U_{2-3}}\right)_I = \frac{8}{40} = 0,20; \left(\frac{U_{1-2}}{U_{2-3}}\right)_{II} = \frac{30}{130} = 0,23.$$

На рис. 9 приведен график зависимости δ и A от напряжения между вторым и третьим динодами. При каждом значении U_{2-3} выбиралось такое напряжение U_{1-2} , чтобы амплитуда была максимальной. Отношение напряжений $\frac{U_{1-2}}{U_{2-3}}$ оказывалось при этом неизменно постоянным и равным 0,2. Кривые, изображенные на рис. 9, показывают, что при увеличении напряжений U_{1-2} и U_{2-3} происходит резкое возрастание амплитуды, не сопровождаемое, однако, значительными изменениями δ . Точка над кривой соответствует обычно используемому режиму равномерного распределения напряжения между динодами.

$$(U_{\text{фк-}\delta} = 120 \text{ в}; U_{\delta-1} = 220 \text{ в}; U_{1-2} = U_{2-3} = U_{i, i+1} = 40 \text{ в};$$

$$U_{14-15} = 220 \text{ в}).$$

Таким образом, использование найденного режима дает возможность значительно (почти в два раза) улучшить разрешение, даваемое умножителем. Зависимость δ от напряжения между третьим и четвертым динодами представляет собой кривую со слабо выраженным минимумом при напряжении порядка 40 в, т. е. примерно равном напряжению между всеми остальными динодами.

Все приведенные выше зависимости получены, как уже отмечалось, при равномерном распределении света по фотокатоду. При работе с кристаллом в различных частях его возникают сцинтилляции, освещающие преимущественно то одну, то другую часть фотокатода. Неоднородность фотокатода может, очевидно, в этих условиях привести к добавочному

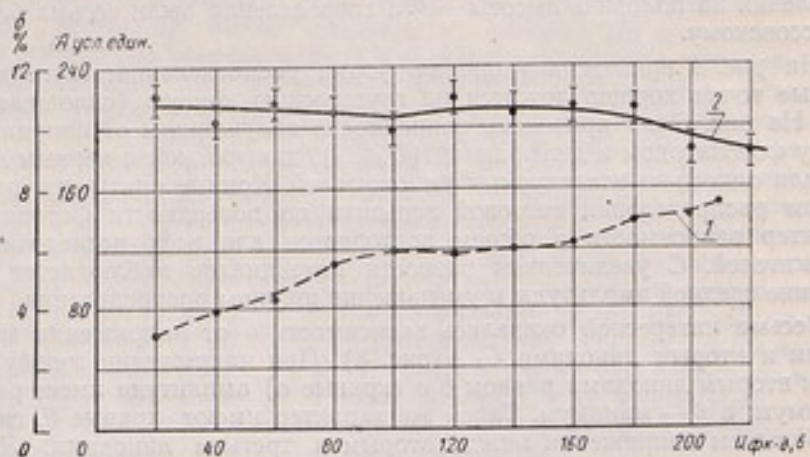


Рис. 6. Зависимость амплитуды A и полуширины распределения δ от напряжения между фотокатодом и диафрагмой ($U_{\text{фк-д}}$):

1 — амплитуда; 2 — полуширина распределения.
 При значениях: $U_{\text{д-1}} = 220$ в; $U_{\text{л, l+1}} = 45$ в; $U_{\text{л4-к}} = 160$ в

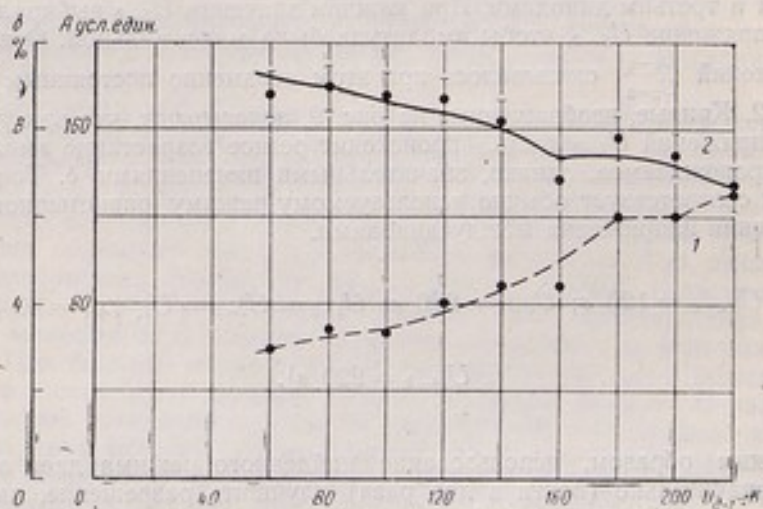


Рис. 7. Зависимость амплитуды A и полуширины распределения δ от напряжения между диафрагмой и первым динодом ($U_{\text{д-1}}$):

1 — амплитуда; 2 — полуширина распределения.
 При значениях: $U_{\text{фк-д}} = 100$ в; $U_{\text{л, l+1}} = 45$ в; $U_{\text{л4-к}} = 160$ в

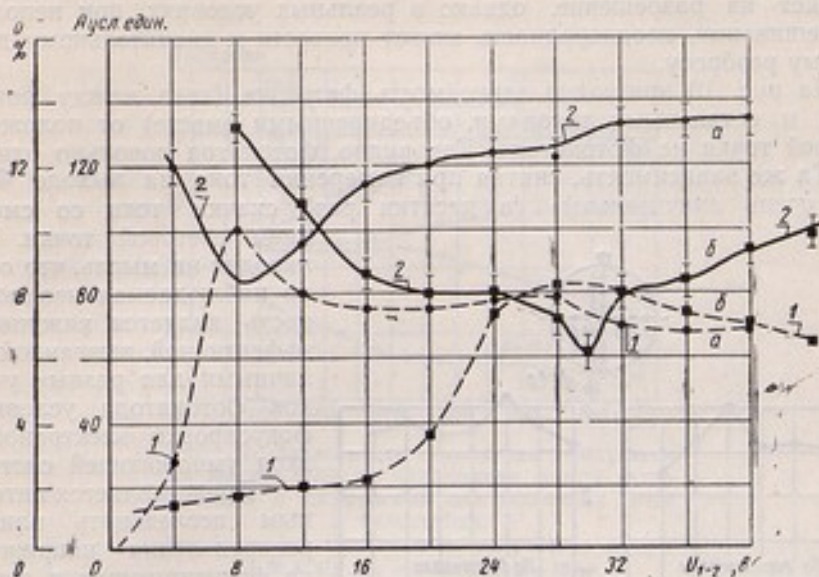


Рис. 8. Зависимость амплитуды A и полуширины δ от напряжения между первым и вторым диодами (U_{1-2}):

1 — амплитуда; 2 — полуширина распределения.
 При значениях: а — $U_{\phi k-\delta} = 120$ в; $U_{\delta-1} = 220$ в; $U_{2-3} = 40$ в; $U_{i, i+1} = 40$ в; $U_{14-k} = 160$ в; б — $U_{\phi k-\delta} = 120$ в; $U_{\delta-1} = 220$ в; $U_{2-3} = 40$ в; $U_{i, i+1} = 40$ в; $U_{14-k} = 160$ в

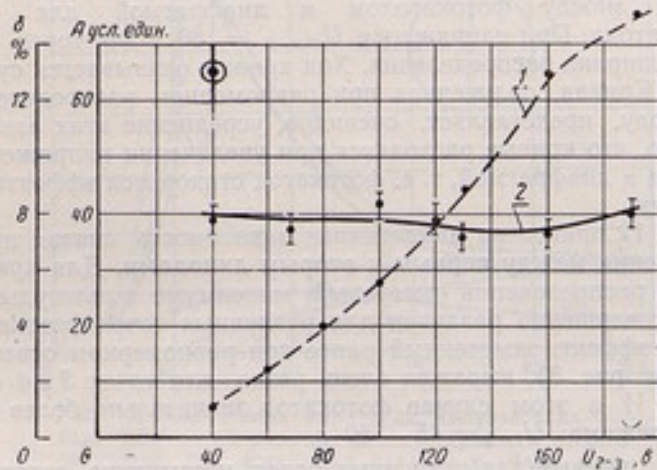


Рис. 9. Зависимость амплитуды A и полуширины распределения δ от напряжения между вторым и третьим диодами (U_{2-3}):

1 — амплитуда; 2 — полуширина распределения

разбросу импульсов по амплитудам. Во избежание этого явления обычно между кристаллом и фотокатодом помещают кварцевый или люцитовый светопровод-смеситель, предназначенный для равномерного распределения света каждой сцинтилляции по поверхности фотокатода. При идеальном перемешивании света неоднородность фотокатода вообще не повлияет на разрешение, однако в реальных условиях, при неполном перемешивании, неоднородность может привести к значительному добавочному разбросу.

На рис. 10 приведена зависимость фототока (тока между фотокатодом и остальными динодами, объединенными вместе) от положения световой точки на фотокатодe. Как видно, фотокатод довольно однороден. Та же зависимость, снятая при измерении тока на выходе ФЭУ, дает очень значительные (в десятки раз) скачки тока со смещением световой точки. Это

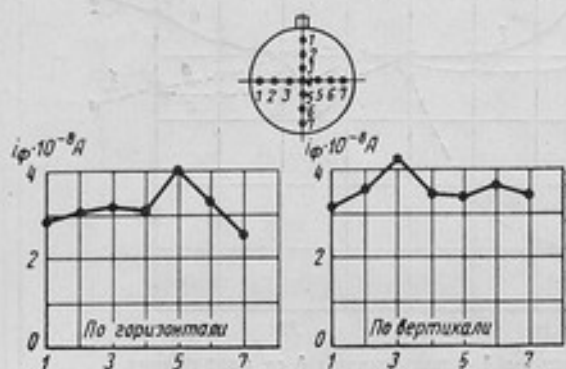


Рис. 10. Зависимость фототока (тока между фотокатодом и остальными динодами, объединенными вместе) от положения световой точки на фотокатодe.

наводит на мысль, что обычно наблюдаемая неоднородность является кажущейся, эффективной, вызванной различными для разных участков фотокатода условиями фокусировки электронов на вход умножающей системы. Представляется интересным исследовать влияние распределения напряжений на фокусирующих и первых умножающих электродах на эффективную неоднородность фотокатода.

На рис. 11 приведена зависимость амплитуды импульсов на выходе ФЭУ от

напряжения между фотокатодом и диафрагмой для различных точек фотокатода. При напряжении $U_{фк-д} = 180$ в для точек *H* и *П* измерена полуширина распределения. Ход кривых оказывается существенно различным. Кривая, полученная при равномерном распределении света по фотокатоду, представляет, очевидно, усреднение этих зависимостей. Интересно то, что кривые расходятся при увеличении напряжения между фотокатодом и диафрагмой, т. е. фотокатод становится эффективно более неоднородным.

На рис. 12 приведена аналогичная зависимость, снятая при изменении напряжения между первым и вторым динодами. Для кривых 1 и 3 полуширины распределений измерены в максимуме амплитуды. Ход кривых также совершенно различен для различных точек фотокатода. Для точек 1 и 2 эффект, замеченный ранее при равномерном освещении фотокатода (см. рис. 8), выражен очень резко, для точек 3 и 4 он вообще отсутствует. И в этом случае фотокатод значительно более однороден в обычном режиме: $U_{1-2} = 45 - 50$ в.

Характер кривых для различных точек, несомненно, связан с геометрией динодов. Так, для всех точек вертикального ряда, параллельного оси корытца эмитера, получается одна и та же зависимость (кривая *O* на рис. 12).

Приведенные кривые показывают, что при изменении распределения напряжений между электродами умножителя меняется не только средняя эффективность фокусировки электронов и зависящая от этого величина разброса импульсов по амплитудам, но и эффективная неоднородность фотокатода. Таким образом, вопрос об оптимальном режиме оказывается связанным с качеством смещения света в кристалле. При

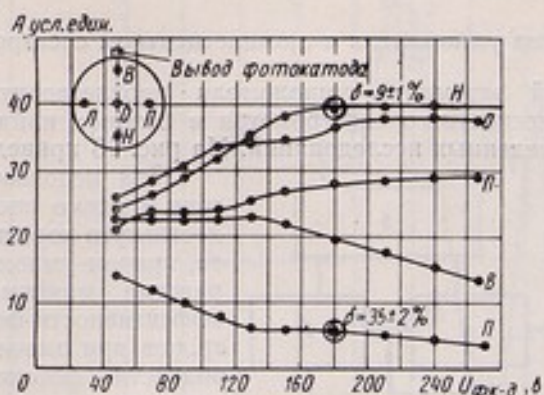


Рис. 11. Зависимость амплитуды импульсов на выходе ФЭУ от напряжения между фотокатодом и диафрагмой для различных точек фотокатода.

При значениях: $U_{д-1} = 180$ в; $U_{1-2} = 15$ в; $U_{2-3} = 60$ в; $U_{1, i+1} = 45$ в; $U_{14-k} = 160$ в

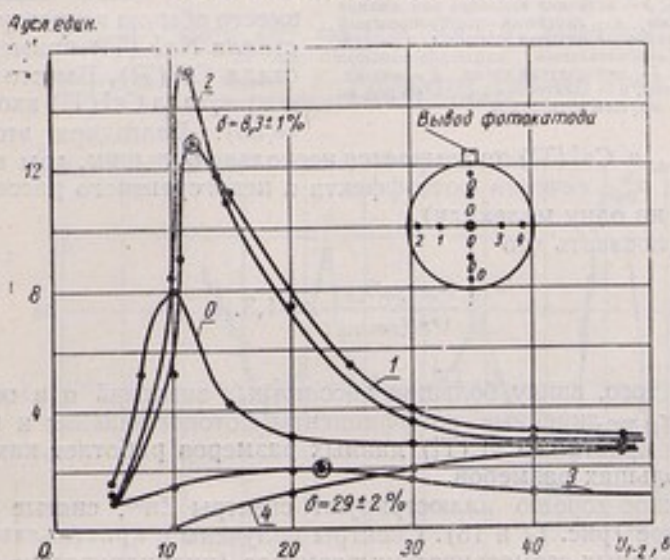


Рис. 12. Зависимость амплитуды импульсов на выходе ФЭУ от напряжения между первым и вторым динадами, при освещении различных точек фотокатода.

При значениях: $U_{Фк-д} = U_{д-1} = 180$ в; $U_{2-3} = 60$ в; $U_{1, i+k} = 45$ в; $U_{14-k} = 160$ в

хорошем перемешивании (толстый кристалл, светопровод) более выгодным является режим, дающий наивысшую среднюю эффективность сборки; при плохом перемешивании света (тонкий кристалл, отсутствие светопровода) лучшие результаты может дать режим с более низкой средней эффективностью сборки, но обеспечивающий лучшую эффективную однородность фотокатода.

Работа умножителя в люминесцентном спектрометре

Выбранный экземпляр умножителя удовлетворительно работает в схеме люминесцентного спектрометра в режиме, найденном в результате вышеприведенных исследований. На рис. 13 приведена блок-схема.

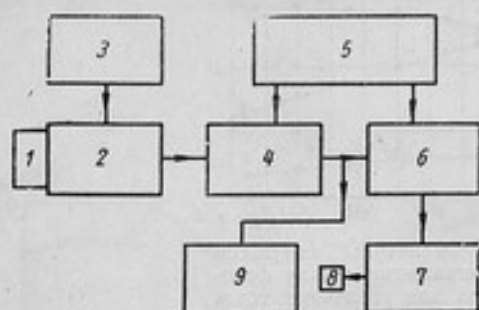


Рис. 13. Блок-схема спектрометра:

1 — сцинтиллирующий кристалл; 2 — фотоэлектронный умножитель; 3 — источник высокого напряжения для питания схемы; 4 — линейный широкополосный усилитель; 5 — источник питания усилителя и дискриминатора; 6 — одноканальный дифференциальный дискриминатор; 7 — пересчетная схема; 8 — механический регистратор; 9 — электронный осциллограф со ждущей разверткой

отношение $\sigma_{\phi}/\sigma_{рас}$ в CsI(Tl) оказывается несколько большим, чем в NaI(Tl) (здесь σ_{ϕ} и $\sigma_{рас}$ сечения фотоэффекта и некогерентного рассеяния, рассчитанные на одну молекулу).

Легко показать что

$$\frac{(\sigma_{\phi}/\sigma_{рас})_{CsI}}{(\sigma_{\phi}/\sigma_{рас})_{NaI}} \approx 1,3.$$

Кроме того, ввиду больших абсолютных значений σ и особенно τ_{ϕ} (где σ и τ_{ϕ} — линейные коэффициенты фотопоглощения и некоторого рассеяния) кристалл CsI(Tl) данных размеров работает как кристалл NaI(Tl) больших размеров.

Сказанное хорошо иллюстрируют спектры Zn⁶⁵, снятые на нашем спектрометре (рис. 14 и 15). Спектры получены с кристаллами NaI(Tl) и CsI(Tl) равных геометрических размеров (цилиндрические кристаллы диаметром 27 мм, высотой 12 мм) при одинаковых условиях коллимации. Как видно, пик полной энергии (фотопик) на спектре, снятом с кристаллом CsI(Tl) (рис. 15), значительно более интенсивен.

Несомненным преимуществом кристалла CsI(Tl) является значительно большая (по сравнению с NaI(Tl)) химическая стабильность и негигроскопичность, исключаяющая необходимость влагонепроницаемой упаковки.

На рис. 16 и 17 приведены спектры Co⁶⁰, снятые при использовании кристаллов NaI(Tl) и CsI(Tl). Разница в интенсивностях фотопиков в этом случае выражена еще резче; это объясняется большими размерами используемого в этом случае кристалла CsI(Tl) (цилиндр диаметром 32 мм, высотой 17 мм). Следует отметить, что полуширина фотопиков

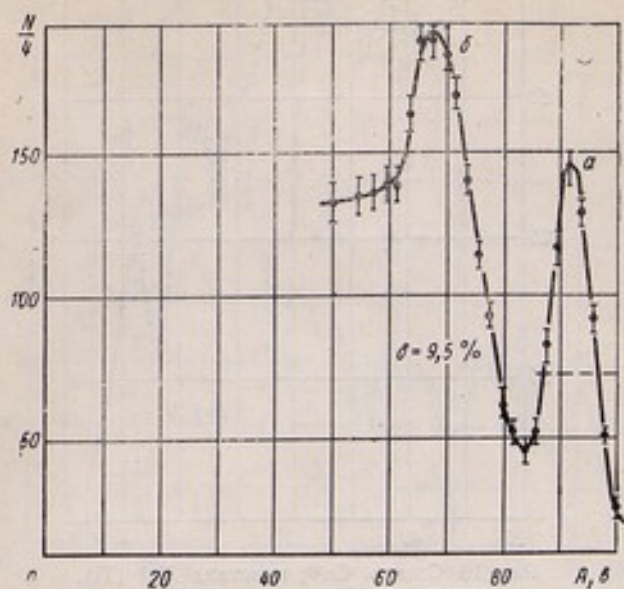


Рис. 14. Спектр Zn^{65} кристалл $NaI(Tl)$, диаметром 27 мм, высотой 12 мм:
 а — пик полной энергии; б — распределение электронов отдачи некогерентно рассеянных γ -квантов

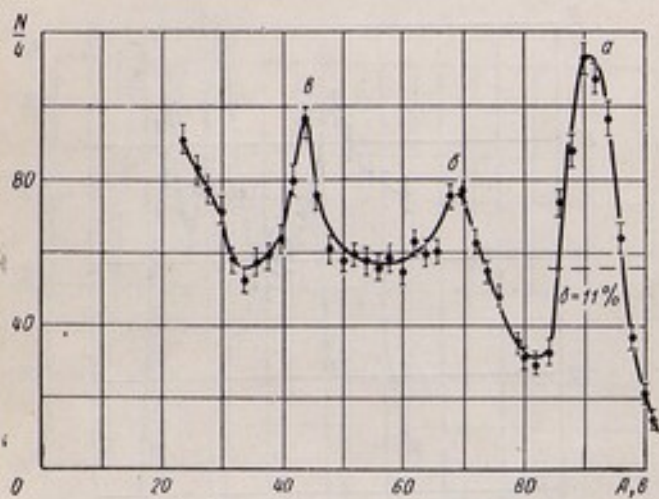


Рис. 15. Спектр Zn^{65} ; кристалл $CsI(Tl)$, диаметром 27 мм, высотой 12 мм:
 а — пик полной энергии (фотопик); б — распределение электронов отдачи; в — фотопик от γ -лучей аннигиляции

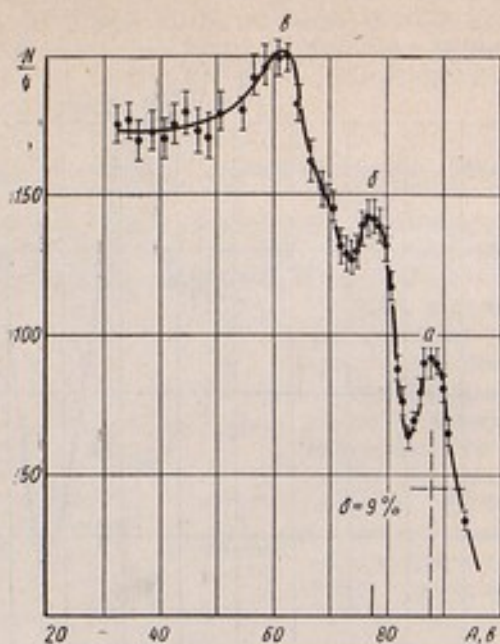


Рис. 16. Спектр Co^{60} ; кристалл $\text{NaI}(\text{TI})$, диаметром 27 мм, высотой 12 мм:

α и β — пики полной энергии, соответствующие γ -линиям 1,33 и 1,17 Мэв, на склоне распределения электронов отдачи; δ — распределение электронов отдачи

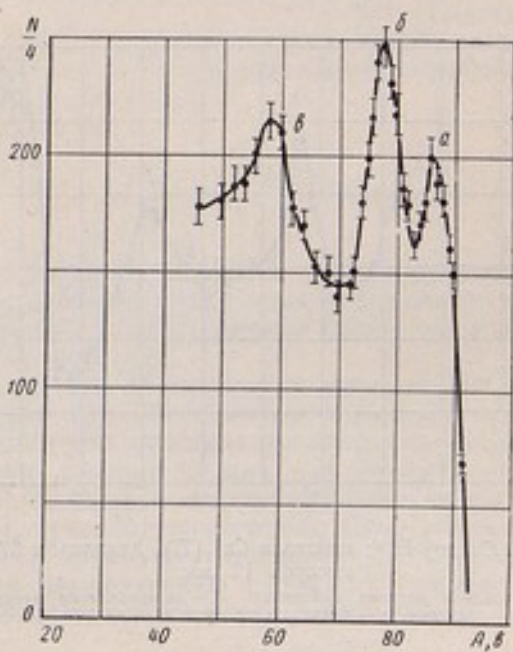


Рис. 17. Спектр Co^{60} ; кристалл $\text{NaI}(\text{TI})$, диаметром 32 мм, высотой 17 мм:

α и β — пики полной энергии; δ — распределение электронов отдачи

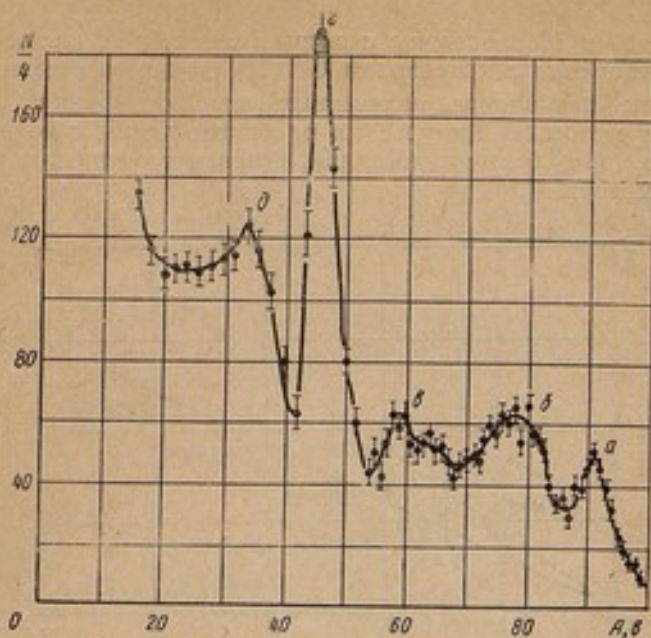


Рис. 18. Спектр Na^{24} ; кристалл CsI (Т1), диаметром 32 мм, высотой 17 мм:

a — пик полной энергии линии 2,76 Мэв; b — распределение электронов отдачи этой линии; c — пик пар линии 2,76 Мэв; d — пик полной энергии линии 1,38 Мэв; δ — распределение электронов отдачи линии 1,38 Мэв

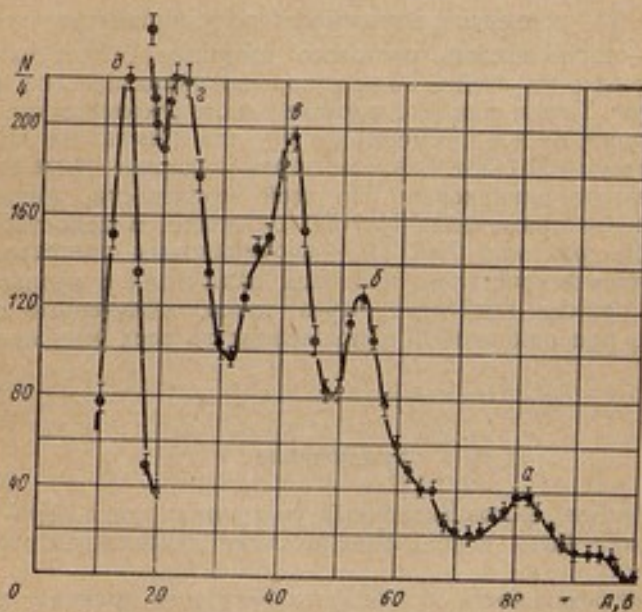


Рис. 19. Спектр In^{114} ; кристалл CsI (Т1), диаметром 32 мм, высотой 17 мм:

a — пик полной энергии линии 1270 кэв; b — пик полной энергии линии 722 кэв; c — пик полной энергии линии 522 кэв; d — пик полной энергии линии 320 кэв; e — пик полной энергии линии 191 кэв

несколько лучше для спектров, полученных с кристаллом NaI(Tl) в соответствии с большей (1,5—2 раза) интенсивностью сцинтилляций в этом кристалле.

На рис. 18 и 19 приведены спектры Na²⁴ и In¹¹⁴, иллюстрирующие работу спектрометра с кристаллом CsI(Tl) большего размера¹.

Сравнение полуширин, полученных при освещении фотокатода идентичными световыми импульсами от ячейки Керра, с полуширинами, полученными при работе с кристаллом, позволяет оценить качество кристалла и смесителя.

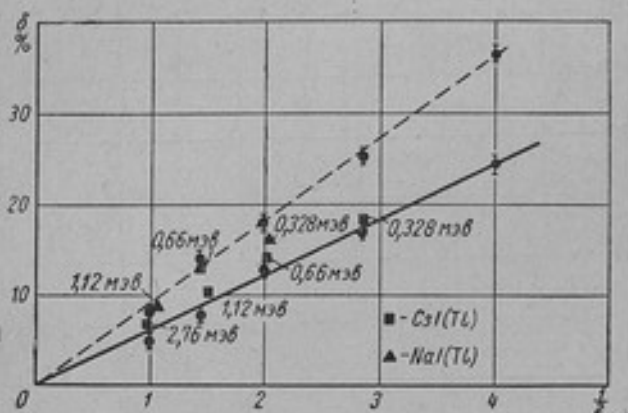


Рис. 20. Зависимость полуширины распределения δ от интенсивности светового импульса и энергии γ -квантов.

На рис. 20 приведена зависимость полуширины распределения от $I^{-1/2}$ (где I — интенсивность светового импульса). Экспериментальные точки, полученные на ячейке Керра, хорошо укладываются на теоретическую прямую. Точки, соответствующие работе с кристаллом, лежат над прямой, отступая от нее примерно на 1% для кристаллов CsI(Tl) и на 3% для кристаллов NaI(Tl). Качество перемешивания света было в обоих случаях примерно одинаковым. По всей вероятности, дополнительный разброс в случае применения NaI(Tl) объясняется недостаточно высоким качеством кристалла NaI(Tl) — неодинаковым световым выходом для разных частей кристалла, наличием включений и мутных участков. Пунктирная прямая проведена через точки, полученные с помощью ячейки Керра при одинаковых напряжениях на всех умножающих электродах.

Заключение

Таким образом, фотозлектронный умножитель типа ФЭУ-19 (с перетяжкой) может быть использован в схеме люминесцентного спектрометра.

Низкая эффективность сборки фотозлектронов приводит к необходимости поисков специальных режимов питания, обеспечивающих некоторое увеличение средней эффективности сборки, но приводящих к значительному увеличению эффективной неоднородности фотокатода.

¹ В спектре In¹¹⁴ наблюдается пик γ -линии с энергией 320 кэв. По имеющимся у нас данным, эта линия ранее не обнаруживалась. Вопрос о принадлежности ее к спектру In¹¹⁴ требует специального исследования.

Кристаллы CsI(Tl) могут быть с успехом использованы в схеме люминесцентного спектрометра, давая спектры со значительно более интенсивными [по сравнению с NaI(Tl)] линиями полного поглощения. Недостатком их является несколько меньшая интенсивность сцинтиляции.

Авторы благодарны В. В. Чекину и А. П. Викулову за участие в монтаже установок и помощь при измерениях.

ЛИТЕРАТУРА

1. R. Hofstadtera, Jon. A. Intyre. *Phys. Rev.*, 78, 617 (1950).
2. Maedera, Wintersteiger. *Helv. Phys. Acta.* 27, 3 (1954).

ТОЧНЫЕ ИЗМЕРЕНИЯ ПЕРИОДОВ ПОЛУРАСПАДА

Одной из основных характеристик радиоактивного вещества является период полураспада, точное значение которого необходимо знать при практическом использовании радиоактивных препаратов.

Точные значения периода полураспада от нескольких минут до нескольких лет обычно определяются путем ряда последовательных измерений активности изучаемого препарата. Этот метод позволяет получить значения периода полураспада с точностью до 0,05—0,1% [1, 2, 3], но требует сравнительно большой затраты времени, так как измерения должны продолжаться в течение нескольких периодов полураспада.

В течение последних лет рядом авторов [4, 5] успешно применялся метод дифференциальной камеры, впервые предложенный Резерфордом [6] и затем несколько видоизмененный И. Кюри и К. Шамье [7] для точного измерения периода полураспада радона. Применение усовершенствованной методики измерений с помощью дифференциальной камеры [8] позволило получить значения периода полураспада с точностью до 0,1%, причем продолжительность всего цикла измерений составляла от 0,02 до 0,5 периода полураспада. Таким образом, метод дифференциальной камеры оказывается особенно удобным для быстрого и сравнительно точного измерения периодов полураспада долгоживущих изотопов.

Ниже приводится описание применяемых нами измерительных установок и методики точных измерений периодов полураспада, а также результаты измерений последнего для ряда радиоактивных изотопов.

Метод последовательных измерений активности

Определение периода полураспада путем ряда последовательных измерений активности исследуемого препарата осуществляется на эталонной установке¹. Препарат периодически сравнивается по интенсивности γ -излучения с образцовым препаратом радия. Если при этом он свободен от примеси посторонних радиоактивных веществ, то получающийся убывающий ряд значений γ -эквивалента данного препарата A_t дает кривую распада

$$A_t = A_0 e^{-\lambda t}, \quad (1)$$

где A_0 — начальное значение γ -эквивалента;

λ — постоянная распада;

t — возраст препарата в момент t -го измерения.

Значение A_t пропорционально отношению ионизационных токов от измеряемого препарата I_t и образцового препарата радия I_s :

$$A_t = A_s \frac{I_t}{I_s}, \quad (2)$$

где A_s — содержание радия в образцовом препарате.

¹ См. статью настоящего сборника, стр. 37.

Значение постоянной распада λ , а следовательно, и периода полураспада $T = \frac{\ln 2}{\lambda}$ может быть определено при помощи метода наименьших квадратов, примененного к системе уравнений вида (1), приведенных к линейной форме [3, 9, 10]:

$$\ln A_t = \ln A_0 - \lambda t_t, \quad (3)$$

где $t = 1, 2, 3 \dots$

При этом предполагается, что значения t_t являются точными, значения же $\ln A$ сопровождаются случайными погрешностями. Метод наименьших квадратов дает следующие выражения для параметров λ и $\ln A_0$, определяющих положение прямой, наилучшим образом представляющей экспериментальные данные:

$$\lambda = \frac{\sum_{t=1}^n t_t \sum_{t=1}^n \ln A_t - n \sum_{t=1}^n t_t \ln A_t}{D}; \quad (4)$$

$$\ln A_0' = \frac{\sum t_t^2 \sum \ln A_t - \sum t_t \sum t_t \ln A_t}{D}; \quad (5)$$

$$D = n \sum t_t^2 - (\sum t_t)^2, \quad (6)$$

где n — число измерений, предполагаемых равноточными.

Вероятная погрешность постоянной распада равна [9]

$$R_\lambda = 0,6745 \sqrt{\frac{\sum v_i^2}{n-2}} \cdot \sqrt{\frac{n}{D}}, \quad (7)$$

где v_i — остаточные погрешности условных уравнений (3)

$$v_i = \ln A_0 - \ln A_0' + \lambda t_i. \quad (8)$$

Следует отметить, что присутствие в значениях A_t неслучайной постоянной систематической погрешности не влияет на величину постоянной распада λ , а лишь приводит к параллельному смещению кривой распада, т. е. к изменению величины $\ln A_0'$. Это обстоятельство позволяет определять значение периода полураспада с точностью, превосходящей точность измерения γ -эквивалента.

Метод дифференциальной камеры

Дифференциальной камерой называется установка, состоящая из двух одинаковых ионизационных камер, включенных навстречу одна другой, так что с помощью электрометрического устройства измеряется разность ионизационных токов (разностный ток). Между ионизационными камерами помещается фильтр, защищающий каждую из камер от действия прямого излучения препарата, находящегося в соседней камере.

Предположим, что в камеру 1 помещен радиоактивный препарат A с постоянной распада λ_a , в камеру 2 — препарат X с неизвестной постоянной распада λ_x , причем $\lambda_a \ll \lambda_x$.

Можно предположить, что полный ионизационный ток в камере 1 складывается из тока, вызываемого действием излучения препарата A (I_a), тока естественного рассеяния (фона камеры) I_p , и тока I_x , создаваемого излучением препарата X , прошедшим через фильтр и рассеянным в окружающей среде, т. е.

$$I_1 = I_a + I_p + I_x.$$

Аналогично, ток в камере 2 равен

$$I_2 = I_x + i_p + i_a.$$

В результате соответствующей регулировки можно создать такие условия, что в момент t_0 токи I_a и I_x будут равны по величине: $I_a = I_x = I_0$. Затем, с течением времени, значения токов будут изменяться вследствие распада препаратов, а также из-за изменения давления и температуры воздуха. В момент времени t значения токов будут равны:

$$\left. \begin{aligned} I_1(t) &= (I_0 e^{-\lambda_a(t-t_0)} + i_p + i_x e^{-\lambda_x(t-t_0)}) k(p, \Theta) \\ I_2(t) &= (I_0 e^{-\lambda_x(t-t_0)} + i_p + i_a e^{-\lambda_a(t-t_0)}) k(p, \Theta) \end{aligned} \right\} \quad (9)$$

где $k(p, \Theta)$ — коэффициент, зависящий от давления и температуры воздуха в камерах (предполагается, что таковые для обеих камер одинаковы).

Разностный ток в момент времени t будет равен

$$I_d' = [I_0(1 - e^{-\lambda_x(t-t_0)}) + (i_p - i_p) + i_x e^{-\lambda_x(t-t_0)} - i_a] k(p, \Theta), \quad (10)$$

учитывая, что $\lambda_a \ll \lambda_x$.

В качестве препарата A обычно применяется радий, период полураспада которого (около 1600 лет) во много раз превосходит величину периодов полураспада большинства искусственных радиоактивных изотопов.

Обычно величины токов i_p , i_x и i_a примерно в 1000 раз меньше I_0 ; поэтому, принимая во внимание, что длительность всего цикла измерения чаще всего не превышает 0,1–0,3 периода полураспада препарата X , можно пренебречь изменением величины i_p , i_a и i_x из-за распада препаратов, а также вследствие колебаний давления и температуры воздуха.

Таким образом,

$$I_1(t) = I_0 k(p, \Theta) + i_p + i_x,$$

$$I_d' = I_0(1 - e^{-\lambda_x(t-t_0)}) k(p, \Theta) + (i_p - i_p) + (i_x - i_a)$$

или

$$\ln \frac{I_0}{I_0 - I_d'} = \lambda t - \lambda t_0, \quad (11)$$

где

$$I_0 = I_1(t) - i_p - i_x;$$

$$I_d = I_d' - (i_p - i_p) - (i_x - i_a).$$

Измеряя значения токов I_0 и I_d , соответствующие различным моментам времени t , получаем ряд точек, лежащих на одной прямой.

Так как процесс выравнивания токов I_a и I_x связан с рядом затруднений и не позволяет точно определить момент равновесия t_0 , целесообразно вообще от него отказаться, а начинать измерения с некоторого момента t , когда значение разностного тока может быть измерено. Значение t_0 , так же как и значение постоянной распада, определяется из ряда уравнений (11) методом наименьших квадратов [8, 9]:

$$-\lambda t_0 = \frac{\sum t_i^2 \sum \ln \left(\frac{I_0}{I_0 - I_d} \right)_i - \sum t_i \sum t_i \ln \left(\frac{I_0}{I_0 - I_d} \right)_i}{D}, \quad (12)$$

$$\lambda = \frac{n \sum t_i \ln \left(\frac{I_0}{I_0 - I_d} \right)_i - \sum t_i \sum \ln \left(\frac{I_0}{I_0 - I_d} \right)_i}{D}; \quad (13)$$

$$D = n \sum t_i^2 - (\sum t_i)^2. \quad (14)$$

Вероятная погрешность полученного таким образом значения периода полураспада равна

$$R_{\lambda} = 0,6745 \sqrt{\frac{\sum v_i^2}{n-2}} \cdot \sqrt{\frac{n}{D}}, \quad (15)$$

где v_i — остаточные погрешности условных уравнений (10)

$$v_i = \ln\left(\frac{I_0}{I_0 - I_d}\right)_i - \lambda t_i + \lambda t_0. \quad (16)$$

Описание дифференциальных камер

Измерения периодов полураспада методом дифференциальной камеры производятся на двух установках. В первой установке применена дифференциальная камера обычного типа, состоящая из двух ионизационных камер, включенных навстречу друг другу. Дифференциальная камера во второй установке состоит из трех ионизационных камер, из которых одна включается поочередно навстречу двум другим. Такое устройство позволяет вести параллельные измерения периодов полу-

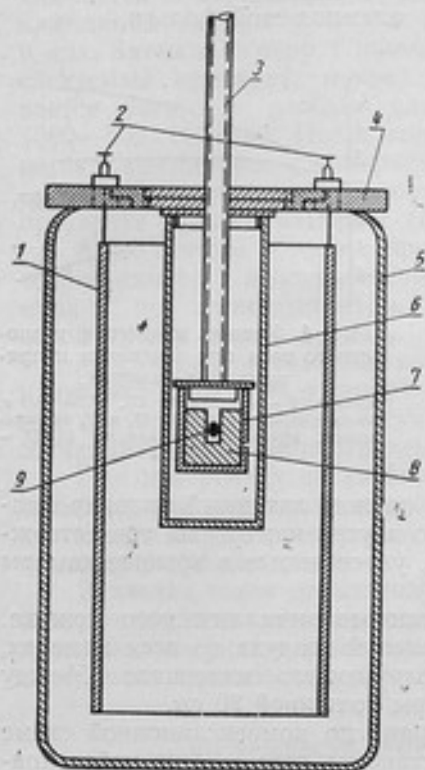


Рис. 1. Схема ионизационной камеры: 1 — собирающий электрод; 2 — клеммы собирающего электрода; 3 — винтовой стержень; 4 — крышка; 5 — корпус камеры; 6 — неподвижный стакан; 7 — держатель препарата и фильтра; 8 — сменный фильтр; 9 — препарат

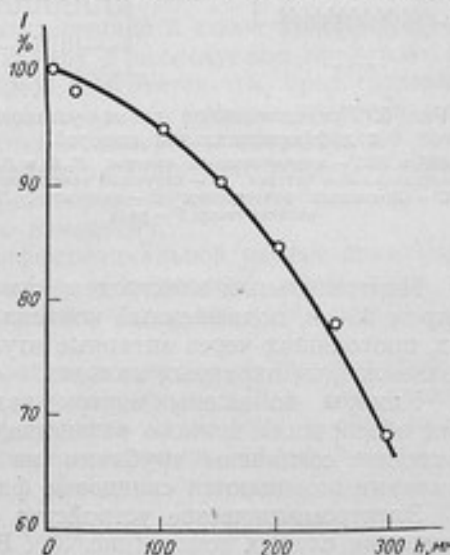


Рис. 2. Кривая уменьшения ионизационного тока в зависимости от удаления препарата от центра ионизационной камеры.

распада двух разных изотопов или одного и того же изотопа, зафильтрованного в различной степени. Последний способ применяется в тех случаях, когда возникают сомнения в радиоактивной чистоте измеряемого препарата: при наличии радиоактивного загрязнения в препарате периоды полураспада различных составляющих спектра излучения чаще всего получаются неодинаковыми. Кроме того, этим способом возможно также измерение малых разностей постоянных распада [4, 5].

Все ионизационные камеры (рис. 1) имеют цилиндрическую форму. Диаметр камеры равен 40 см, высота — 60 см. Стенки, дно и крышка каждой камеры — латунные. В центре крышки имеется отверстие, в кото-

рое вставляется держатель препарата, представляющий собой свинцовый или латунный стаканчик, навинчивающийся на конец винтового стержня (в приборе предусмотрен набор стаканчиков, имеющих стенки различной толщины). Плавная регулировка величины ионизационного тока достигается перемещением винтового стержня с препаратом в вертикальном направлении с помощью червячной передачи. Высота расположения препарата отсчитывается по нониусу. Для того чтобы перемещение держателя препарата не изменяло емкости камеры, он передвигается внутри неподвижного стакана, укрепленного на крышке камеры. На рис. 2 изображен график зависимости ионизационного тока, создаваемого препаратом Ag^{110} , от смещения препарата в вертикальном направлении.

При измерении β -активных препаратов их укрепляют непосредственно на конце винтового стержня; при этом применяется неподвижный стакан из тонкой алюминиевой фольги.

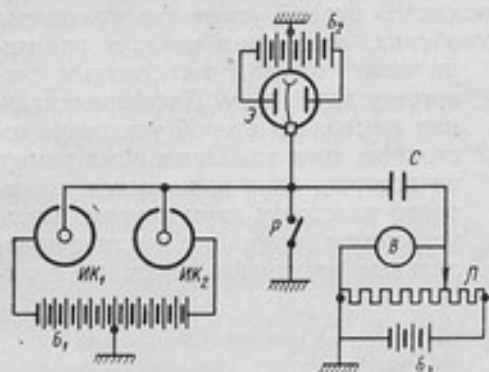


Рис. 3. Принципиальная схема установки с дифференциальной камерой:

$ИК_1$ и $ИК_2$ — ионизационные камеры; $Б_1, Б_2$ и $Б_3$ — потенциальные батареи; $Э$ — струнный электрометр; $С$ — образцовый конденсатор; $В$ — вольтметр; $П$ — потенциометр; $Р$ — реле

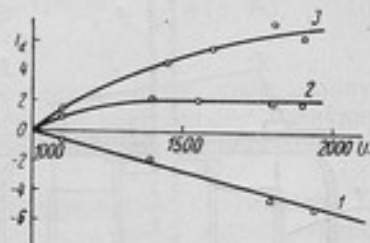


Рис. 4. Кривые изменения разности тока при изменении напряжения на камерах:

кривая 1 — изменяется U_1 , $U_2 = 1000$ в; кривая 2 — изменяются U_1 и U_2 одновременно; кривая 3 — изменяется U_1 , $U_2 = 1000$ в

Измерительным электродом камеры служит латунный цилиндр диаметром 25 см, подвешенный коаксиально внутри камеры на трех стержнях, проходящих через янтарные втулки, укрепленные в крышке камеры в заземленных охранных кольцах.

Камеры помещены внутри заземленного металлического кожуха. Для обеспечения полного равенства давлений воздуха во всех камерах, последние соединены трубками из изолирующего материала. Между камерами помещаются свинцовые фильтры толщиной 20 см.

Электрометрическое устройство собрано по компенсационной схеме измерения слабых токов (рис. 3)¹. В установке применяется набор конденсаторов с емкостями от 400 до 10 000 пф и квадрантный электрометр с чувствительностью 400 дел/в.

При измерениях с помощью дифференциальной камеры вопрос о режиме насыщения в ней имеет особенно важное значение. Если в обычной камере небольшой наклон кривой зависимости ионизационного тока от потенциала камеры («кривая насыщения») может быть практически незаметным, оставаясь в пределах погрешности измерения, и не иметь поэтому существенного значения, то при применении дифференциальной камеры, когда измеряется небольшая разность двух больших ионизационных токов, даже незначительное отклонение от насыщения будет заметным и внесет погрешность в измеренное значение периода полураспада.

Исследование режима насыщения в дифференциальной камере производилось следующим образом: на первой камере поддерживалось

¹ См. статью настоящего сборника, стр. 37.

постоянное напряжение в 1000 в, а на второй камере напряжение менялось от 1000 до 1900 в, и измерялся разностный ток (кривая 1, рис. 4). Таким образом, из ионизационного тока второй камеры, меняющегося с изменением напряжения на этой камере, вычитался ионизационный ток постоянной величины от первой камеры, вследствие чего относительное изменение силы тока во второй камере становилось более заметным. Аналогичным образом исследовалась кривая насыщения и для первой камеры (кривая 3, рис. 4). Был также измерен разностный ток при одновременном изменении напряжения на обеих камерах (кривая 2, рис. 4).

Форма кривых говорит о том, что вплоть до потенциалов в 2000 в насыщение не достигается. Тем не менее, начиная с 1400 в, кривая 2 идет горизонтально, так как кривые насыщения в обеих камерах имеют одинаковый наклон, и разностный ток при изменении потенциала не меняется.

Применяемая нами методика измерения периода полураспада заключается в следующем. К электрометрической схеме поочередно подключаются камеры 1 и 2 и измеряются токи естественного рассеяния в них. Затем в камеру 1 помещается препарат радия, в камеру 2 — исследуемый препарат; путем соответствующей регулировки устанавливается некоторое удобное для измерения значение разностного тока ($300-500 \cdot 10^{-13}$ а). После этого камера 1 отключается, препарат из камеры 2 вынимается, и измеряется ток в ней. Полученное значение равно сумме тока естественного рассеяния i_p и тока, вызванного излучением препарата радия в камере 1 (i_a).

Аналогичным образом, при подключенной к схеме камере 1, отключенной камере 2 и вставленном в камеру 2 исследуемом препарате (камера 1 при этом пустая), в камере 1 измеряется ток, представляющий собой сумму токов i_p и i_a . После этого обе камеры присоединяются к схеме, оба препарата вкладываются в камеры, и производится точное измерение силы тока в камере с радием и разностного тока. Эти измерения повторяются периодически через определенные интервалы времени, отсчитываемые от момента первого измерения.

При измерениях на двойной дифференциальной камере применяется подобная же методика, отличающаяся от описанной выше лишь тем, что вместо одного разностного тока измеряются два тока: между 1 и 2 и между 1 и 3 камерами.

Значения токов естественного рассеяния время от времени повторно измеряются, для чего препараты вынимаются из камер. Как показала проверка, повторное извлечение препаратов из камеры и возвращение их обратно не сказывается на величине ионизационных токов I_0 и I_d .

Погрешности измерения периода полураспада

Для оценки величины погрешности измерения периода полураспада необходимо знать величину суммы квадратов остаточных погрешностей условных уравнений и значение знаменателя D в формулах (4), (5), (12) и (13). Эти величины легко определяются по экспериментальным данным, для предварительной же оценки погрешности их можно определить приблизительно. Без существенной ошибки можно считать, что остаточные погрешности условных уравнений v_i в формулах (8) и (16) мало отличаются от погрешности значений $\ln A_i$ и $\ln \left(\frac{I_0}{I_0 - I_d} \right)_i$, вызванных погрешностями измерения ионизационных токов. Значения погрешностей логарифмов отношения ионизационных токов определяются по закону накопления средних погрешностей [10]:

$$\xi_{\ln A_i} = \sqrt{\left[\frac{\partial (\ln A_i)}{\partial I_1} \xi_{I_1} \right]^2 + \left[\frac{\partial (\ln A_i)}{\partial I_2} \xi_{I_2} \right]^2} = \sqrt{\xi_{0I_1}^2 + \xi_{0I_2}^2}$$

Полагая, что токи I_i и I_0 измеряются с одинаковой относительной погрешностью ξ , получаем

$$\xi_{\ln A_i} = \sqrt{2}\xi_{0i}.$$

Подобным же образом получаем

$$\xi_{\ln \left(\frac{I_0}{I_0 - I_d} \right)_i} = \left(\frac{I_0}{I_0 - I_d} \right)_i \sqrt{2}\xi_{0i} = \frac{I_0(1 - e^{-\lambda t_i})}{I_0(1 - 1 + e^{-\lambda t_i})} \sqrt{2}\xi_{0i} \approx \lambda t_i \sqrt{2}\xi_{0i}.$$

Для оценки величины D предположим, что при измерении периода полураспада двумя методами (т. е. путем измерения кривой распада и методом дифференциальной камеры) длительность всего цикла изме-

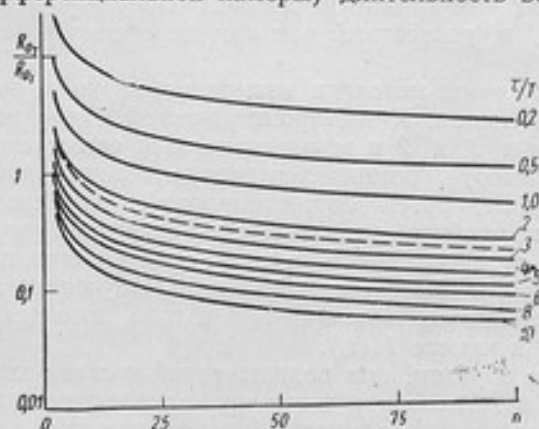


Рис. 5. Кривые уменьшения величины погрешности измерения периода полураспада методами последовательных измерений активности (сплошные кривые) и дифференциальной камеры (пунктирная кривая) при увеличении числа и длительности измерений

рений одинакова и равна τ , причем измерения производятся через равные интервалы времени, т. е.

$$t_1 = \frac{\tau}{n}; \quad t_2 = \frac{2}{n}\tau; \quad \dots \quad t_k = \frac{k}{n}\tau; \quad t_n = \tau.$$

При этом

$$D = n \sum t_i^2 - \left(\sum t_i \right)^2 = n \sum_{k=1}^n \frac{k^2}{n^2} \tau^2 - \left(\sum_{k=1}^n \frac{k}{n} \tau \right)^2 = \frac{\tau^2}{12} (n^2 - 1).$$

Таким образом, относительная вероятная погрешность периода полураспада, полученного методом последовательных измерений активности, равна

$$R_{0T}^A = 4,77 \sqrt{\frac{n^2}{(n-2)(n^2-1)}} \frac{1}{\tau/T} R_{0T}. \quad (17)$$

Для метода дифференциальной камеры погрешность оказывается равной

$$R_{0T}^D = 1,35 \sqrt{\frac{2n+1}{(n-2)(n-1)}} R_{0T}. \quad (18)$$

Зависимость отношения R_{0T}^A/R_{0T} от числа измерений и их длительности для обоих методов представлена на рис. 5.

Полученные формулы и кривые позволяют сделать следующие выводы:

1. Погрешность значения периода полураспада, полученного методом последовательных измерений активности, уменьшается с увеличением

длительности цикла измерений (пропорционально величине $\frac{c}{T}$) и с увеличением числа измерений (пропорционально \sqrt{n}). Практически нецелесообразно увеличивать длительность измерений свыше 5 периодов полураспада и число измерений свыше 40—50.

2. Погрешность измерения периода полураспада методом дифференциальной камеры зависит только от числа измерений (уменьшается пропорционально \sqrt{n}) и не зависит от длительности измерений при условии, что точность измерения ионизационных токов не меняется в течение всего времени измерений. Увеличение числа измерений свыше 50 нецелесообразно.

3. При длительности измерений менее 2,5 периодов полураспада и одинаковом числе измерений метод дифференциальной камеры дает большую точность, чем метод последовательных измерений активности; при более длительных измерениях последний метод является более точным.

Результаты измерений

Описанными выше методами нами производились измерения периодов полураспада Na^{24} , Cr^{51} , Zn^{65} и Ag^{110} .

Ввиду отсутствия соответствующих условий, химическая очистка измеряемых препаратов от возможных радиоактивных загрязнений не производилась. Так как чаще всего для измерений использовались «старые» препараты, то короткоживущие примеси к началу измерений уже распадались и не влияли на результат измерений. Отсутствие же долгоживущих примесей устанавливалось радиометрическими методами, из числа которых применялись следующие:

1. Исследование γ -излучения измеряемого препарата на люминесцентном спектрометре. Критерием чистоты препарата служило отсутствие в его γ -спектре линий, не принадлежащих данному изотопу.

2. Длительное исследование распада изучаемого препарата с помощью счетных трубок, производившееся после окончания основных измерений на ионизационной камере. Критерием чистоты препарата служила прямолинейность графика $\lg A = f(t)$ в течение примерно 8 периодов полураспада. Если начальное соотношение активностей изучаемого изотопа и примеси равно 100:1, то в конце измерений это соотношение становится равным 6:1 (при соотношении периодов полураспада 1:2), а такой уровень примеси уже отчетливо заметен.

Измерения распада Na^{24} производились на эталонной установке в течение 7,5 периодов полураспада. Измеренные значения γ -эквивалента препарата хорошо укладываются на график $\lg A = f(t)$ (рис. 6), не обнаруживающий сколько-нибудь заметного отклонения от прямой. Значение периода полураспада Na^{24} оказалось равным

$$T = 14,98 \pm 0,02 \text{ часа.}$$

Наиболее точные данные, полученные другими авторами, приведены в табл. 1.

Таблица 1

Автор	Значение периода полураспада, T в часах
Вильсон и Бишоп [11] (значение перевычислено Сниклером и Халловеем [14]) . . .	$14,90 \pm 0,02$
Соломон [12]	$15,04 \pm 0,06$
Среб [13]	$15,06 \pm 0,04$
Сниклер и Халловой [14]	$15,0 \pm 0,1$
Локкет и Томас [15]	$14,97 \pm 0,02$
Тобелан [8]	$14,90 \pm 0,05$
Наши измерения	$14,98 \pm 0,02$

Измерения распада Cr^{51} (в виде окиси хрома) производились на ионизационной камере со стенками из 7,5-миллиметрового алюминия.

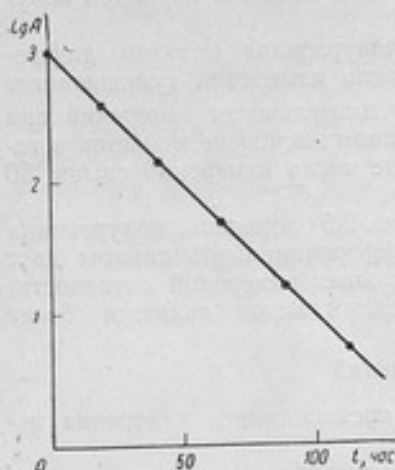


Рис. 6. Кривая распада Na^{24}

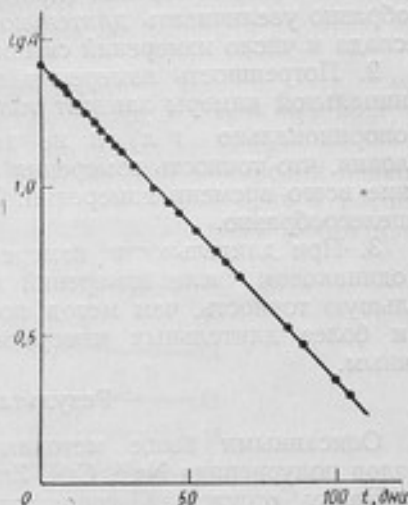


Рис. 7. Кривая распада Cr^{51} .

В течение 104 дней было сделано 24 измерения γ -эквивалента препарата (рис. 7). Эти значения хорошо укладываются на прямую $\lg A = f(t)$. Значение периода полураспада Cr^{51} равно

$$T = 27,85 \pm 0,02 \text{ дня.}$$

Спустя 40 дней измерения распада этого препарата были продолжены на счетчиках Гейгера-Мюллера. В результате измерений, продолжавшихся в течение 80 дней, не было обнаружено заметного изменения периода полураспада по сравнению с вышеприведенным значением.

Другой препарат Cr^{51} , также в виде окиси хрома, был измерен на дифференциальной камере. В результате измерений было получено значение периода полураспада (рис. 8),

$$T = 28,04 \pm 0,16 \text{ дня,}$$

совпадающее в пределах погрешности с полученным по первому методу.

Данные о периоде полураспада Cr^{51} других авторов приведены в табл. 2.

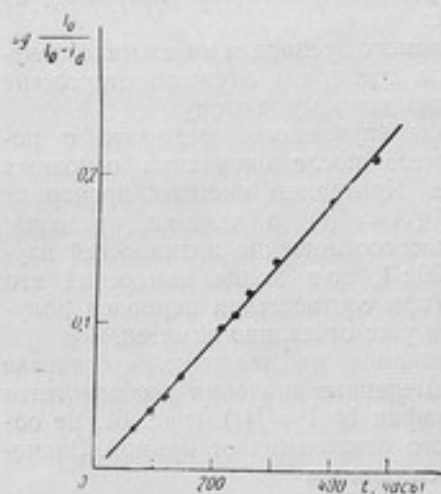


Рис. 8. Кривая увеличения логарифма отношения величин токов в ионизационных камерах при распаде препарата Cr^{51} в дифференциальной камере

Полученные нами результаты хорошо совпадают с наиболее точными данными Лайона, превосходя их по точности.

Измерения распада Zn^{65} (металл) производились на свинцовой ионизационной камере (толщина стенок 2 см). В течение 945 дней было сделано 24 измерения γ -эквивалента препарата. Результаты измерений представлены на рис. 9. Полученное значение периода полураспада Zn^{65} равно

$$T = 244,6 \pm 0,6 \text{ дня.}$$

Значения периода полураспада Zn^{65} , полученные другими авторами, приведены в табл. 3.

Таблица 2

Автор	Значение периода полураспада, T в днях
Волк, Томпсон, Холт [20]	$26,5 \pm 1$
Брадт и др. [21]	$26,5 \pm 1$
Серен, Фридландер, Туркель [22]	$26,5 \pm 1$
Миллер, Томпсон, Кэнингхем [23]	27
Гопкинс, Кэнингхем [24]	26
Лайон [25]	$27,75 \pm 0,3$
Наши измерения:	
дифференциальная камера	$28,04 \pm 0,16$
последовательные измерения активности	$27,85 \pm 0,02$

Таблица 3

Автор	Значение периода полураспада, T в днях
Ливингуд, Сиборг, Кларк и др. [16, 17, 22]	250 ± 5
Перье и др. [18]	245
Гуд, Пикок [19]	245
Тобелан [26]	$245,0 \pm 0,8$
Наши измерения	$244,6 \pm 0,6$

Таким образом, наши результаты совпадают в пределах погрешности с наиболее точными данными [26].

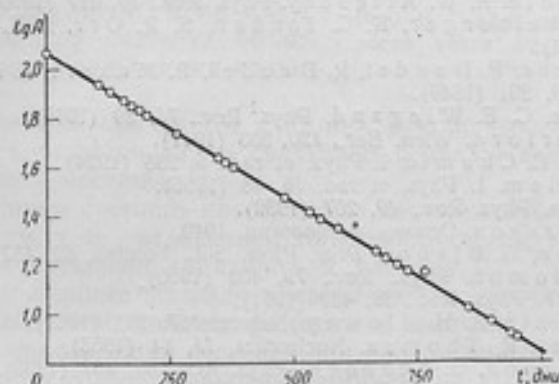


Рис. 9. Кривая распада Zn^{65}

Распад препарата Ag^{110} (металл) измеряли на свинцовой ионизационной камере (толщина стенок 2 см). Полученные значения γ -эквивалента препарата представлены на рис. 10. В течение 994 дней было сделано 26 измерений, в результате которых получено значение периода полураспада

$$T = 250,8 \pm 0,3 \text{ дня.}$$

Другими авторами [27, 28] получены значения периода полураспада Ag^{110} , равные 225, 270 и 282 дням. Полученное нами значение лежит, та-

ким образом, между приведенными выше значениями. Измерение периода полураспада Ag^{110} будет продолжено.

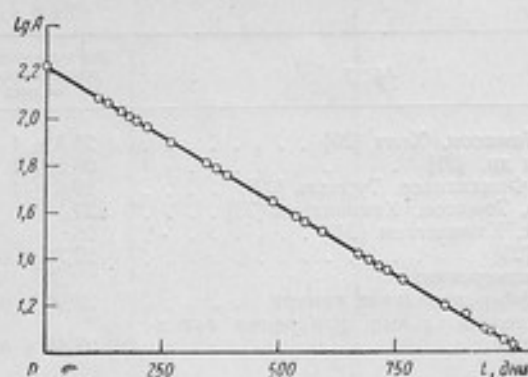


Рис. 10. Кривая распада Ag^{110}

Заключение

1. Исследована методика точных измерений периодов полураспада и произведен анализ точности результатов при измерениях двумя методами: методом последовательных измерений активности и методом дифференциальной камеры.

2. Измерены численные значения периодов полураспада радиоактивных изотопов: Na^{24} , Cr^{51} , Zn^{65} и Ag^{110} . Полученные значения хорошо согласуются с наиболее точными результатами других авторов, превосходя их в некоторых случаях по точности.

ЛИТЕРАТУРА

1. I. H. Sreb. Phys. Rev., 81, 643 (1951).
2. I. W. Cobble, R. W. Attebery. Phys. Rev., 80, 917 (1950).
3. I. F. Eichelberger, K. C. Jordan, S. R. Orr, I. R. Parks. Phys. Rev., 96, 719 (1954).
4. R. Bouchez, P. Daudel, R. Daudel, R. Muxart, A. Rogozinski. I. Phys. et rad., 10, 201 (1949).
5. E. Segre, C. E. Wiegand. Phys. Rev., 75, 39 (1949).
6. E. Rutherford. Wien. Ber., 120, 303 (1911).
7. I. Curie, C. Chamié. I. Phys. et rad., 5, 238 (1924).
8. I. Tobailem. I. Phys. et rad., 16, 48 (1955).
9. R. T. Birge. Phys. Rev., 40, 207 (1932).
10. М. Ф. Маляков. Основы метрологии, 1949.
11. R. Wilson, G. Bishop. Proc. Phys. Soc., London, 62, 457 (1949).
12. A. K. Solomon. Phys. Rev., 79, 403 (1950).
13. I. H. Sreb. Phys. Rev., 81, 469 (1951).
14. W. Sinclair, A. Holloway. Nature, 167, 365 (1951).
15. E. Locket, R. Thomas. Nucleonics, 11, 14 (1953).
16. I. Livingood, G. Seaborg. Phys. Rev., 55, 457 (1939).
17. Clark, Irvine. Phys. Rev., 69, 680; 70, 893 (1946).
18. Perrier, Santangelo, Segré. Phys. Rev., 53, 104 (1938).
19. Good, Peacock. Phys. Rev., 69, 680 (1946).
20. Walke, Thompson, Halt. Phys. Rev., 57, 171 (1940).
21. Bradt, Gugelot, Huber, Medicus, Preiswerk, Scherrer. Helv. Phys. Acta 18, 252 (1945).
22. Seren, Friedlander, Turkel. Phys. Rev., 72, 888 (1947).
23. Miller, Thompson, Cunningham. Phys. Rev., 74, 347 (1948).
24. Hopkins, Cunningham. Phys. Rev., 73, 1406 (1948).
25. W. S. Lyon. Phys. Rev., 87, 1126 (1952).
26. I. Tobailem. I. Phys. et rad., 14, 553 (1953).
27. И. П. Сельнов. Атомные ядра и ядерные превращения, т. I, 1951.
28. I. M. Hollander, I. Perlman, G. T. Seaborg. Revs. Mod. Phys., 25, 469 (1953).

О ТОЧНОСТИ ИЗМЕРЕНИЯ С ПОМОЩЬЮ САМОГАСЯЩЕГО СЧЕТЧИКА

Самогасящие счетчики с момента их появления [1] получили широкое распространение в науке и технике для измерения активности радиоактивных препаратов.

Точность измерения с помощью самогасящего счетчика в большой степени зависит от качества самого счетчика. Величина примерно горизонтальной части кривой («плато» счетчика), дающей зависимость числа разрядов в счетчике в единицу времени от величины приложенного к нему напряжения при постоянной нагрузке (рис. 1), и ее наклон характеризуют качество данного счетчика.

Наклон «плато» указывает на то, что число разрядов в счетчике не строго равно числу ионизирующих частиц, проходящих через него, а как-то зависит от напряжения на счетчике. У хорошего счетчика наклон «плато» невелик и составляет при счете β -частиц, пролетающих по центральной части счетчика вблизи нити, всего лишь 1% на 100 в.

Наклон «плато» счетчика объясняется в основном следующими причинами:

- 1) образованием при работе счетчика самопроизвольных или ложных разрядов, т. е. разрядов, не связанных с прохождением через счетчик ионизирующей частицы;
- 2) увеличением счетного пространства счетчика при повышении напряжения на нем, т. е. увеличением того пространства, где образование пары — иона и электрона приводит к разряду.

Рассмотрим процесс разряда в самогасящем счетчике и причины, вызывающие появление ложных разрядов в счетчике. Как известно [2 и 3], разряд в самогасящем счетчике при прохождении через него ионизирующей частицы создает одиночный импульс на выходе. Как правило, в начале рабочей области самогасящего счетчика получают одиночные импульсы, в середине — изредка двойные, а в конце области — двойные, тройные или более сложные.

Одиночный импульс от самогасящего счетчика получается следующим образом: ионизирующая частица при прохождении через счетчик создает положительные ионы и электроны. Электроны движутся к нити счетчика, положительно заряженной, а положительные ионы — к корпусу-катоде счетчика. У нити счетчика, где напряжение электрического поля наибольшее, электроны приобретают энергию, достаточную для ионизации, и образуют лавины электронов, положительные ионы и фотоны. Самогасящий газ, поглощая жесткие фотоны, не дает возможности образоваться фотоэлектронам на стенках корпуса счетчика, и про-

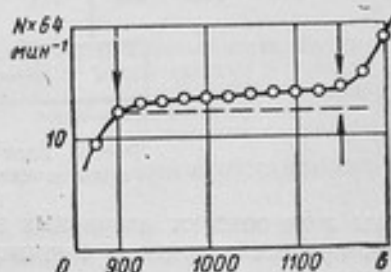


Рис. 1. График зависимости скорости счета от напряжения на счетчике

цесс создания новых электронов, электронных лавин, положительных ионов и фотонов распространяется только по узкой области вдоль нити. Положительные ионы самогасящего газа, которые в основной массе созданы у самой нити, начинают двигаться к катоду-корпусу счетчика. По пути движения положительные ионы самогасящего газа претерпевают около 10^4 столкновений с молекулами самогасящего газа. В процессе соударения происходит обмен электронами, т. е. ион самогасящего газа отбирает электрон у молекулы самогасящего и становится нейтральной молекулой, а самогасящая молекула становится положительным ионом. Этот процесс перезарядки возможен, так как работа ионизации самогасящего газа меньше, чем самогасящего газа. Таким образом, слой положительных ионов, в начале состоящий из ионов самогасящего и самогасящего газов, подходит к катоду только в виде ионов самогасящего газа.

При нейтрализации на катode положительные ионы самогасящего газа тратят энергию нейтрализации в основном на диссоциацию моле-

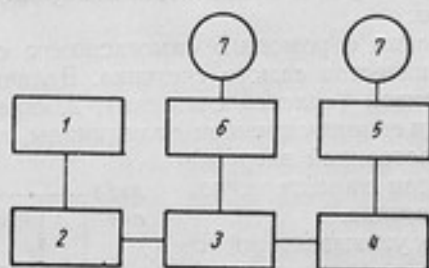


Рис. 2. Блок-схема для анализа импульсов счетчика по амплитудам

кулы и не создают вторичных электронов, которые могли бы повторить весь процесс разряда в счетчике, как это происходит в самогасящем счетчике и где для прекращения непрерывного разряда требуется или гасящее (большое) сопротивление, или гасящая ламповая схема. Хотя большинство ионов самогасящего газа при нейтрализации на стенках счетчика и тратят энергию нейтрализации на диссоциацию молекулы, существует все же небольшая вероятность фотоизлучения энергии нейтрализации, возбужденной молекулой, и последующей фотоэмиссии электронов со стенок корпуса счетчика. Но, так как процесс фотоизлучения молекулы гасящего газа и процесс фотоэмиссии электронов маловероятны, то вторичные электроны в самогасящем счетчике образуются редко. При увеличении напряжения на счетчике возрастает общее число положительных ионов и тем самым возрастает вероятность появления вторичного электрона, который, повторяя процесс разряда, создает второй импульс вслед только что окончившемуся. Таким образом, образуются ложные или самопроизвольные импульсы, которые и являются первой причиной наклона «плато» счетчика.

Число самопроизвольных или ложных импульсов в счетчике можно определить методом анализа импульсов по амплитудам при небольших нагрузках счетчика. Применение такого метода для определения числа ложных разрядов в счетчике основано на следующем свойстве ложных разрядов. Как было показано рядом авторов [4, 5, 6], ложные разряды возникают сразу за истинным во время восстановления счетчика, а поэтому величина импульса ложного разряда, как правило, меньше, чем истинного. Производя анализ по амплитудам импульсов, даваемых данным счетчиком при небольших нагрузках (это необходимо для того, чтобы вероятность прохождения частицы от внешнего ионизатора в течение времени восстановления счетчика была бы ничтожно мала), можно определить число ложных импульсов.

Для анализа импульсов счетчика по амплитудам была собрана радиотехническая установка, блок-схема которой приведена на рис. 2.

Импульсы от счетчика 1 формируются на линии задержки 2, затем усиливаются в усилителе 3 и поступают на амплитудный дискриминатор 4. Первая пересчетная схема 6 фиксировала общее количество импульсов после усилителя; вторая пересчетная схема 5 после амплитудного дискриминатора дает число импульсов с амплитудами, большими некоторого определенного значения, задаваемого схемой. На выходе пересчетных схем включены механические регистраторы 7. Следовательно, импульсы с уменьшенной амплитудой не регистрируются пересчетной схемой после дискриминатора, и разность показаний пересчетных схем дает количество самопроизвольных импульсов.

Измерения производились следующим образом: исследовалась зависимость скорости счета от приложенного к счетчику напряжения. Первая пересчетная схема 6 после усилителя 3, как это уже указывалось, дает общее количество импульсов и, следовательно, позволяет определить «плато» счетчика при наличии самопроизвольных разрядов (кривая 1 рис. 3). Вторая пересчетная схема после амплитудного дискриминатора не регистрирует самопроизвольные разряды (за исключением очень небольшого их числа, когда амплитуда ложного импульса равна амплитуде истинного) дает «плато» счетчика при отсутствии самопроизвольных разрядов (кривая 2 рис. 3).

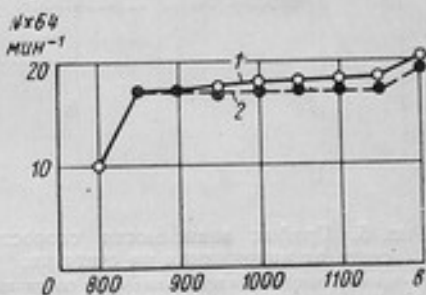


Рис. 3. График зависимости скорости счета от напряжения на счетчике: 1 — обычная кривая; 2 — кривая, у которой исключены ложные импульсы

Такая методика позволяет определить количество самопроизвольных разрядов для нескольких значений напряжений на счетчике и одновре-

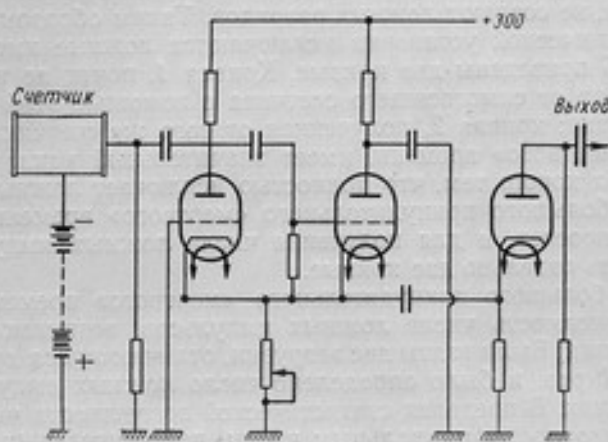


Рис. 4. Радиотехническая схема установки, создающая на счетчике принудительное большое «мертвое время»

менно установить, в какой степени наклон «плато» данного счетчика определяется ложными разрядами.

Методика определения числа ложных импульсов в счетчике анализом импульсов по амплитудам имеет свои преимущества и недостатки. Явным преимуществом этого метода является возможность одновременно снимать две кривые и получить для данного напряжения непо-

средственно число ложных импульсов и тем самым сразу судить о качестве счетчика. Недостатками этого метода являются:

1) необходимость работать при небольших загрузках счетчика, так как при больших загрузках нужно вносить поправку на просчет из-за «мертвого» времени установки, причем «мертвое» время нужно каждый раз определять по дискриминирующему потенциалу;

2) этот метод не полностью исключает все ложные импульсы, а пропускает некоторую очень небольшую часть импульсов, по амплитуде равных истинным.

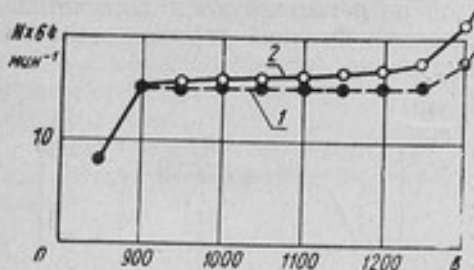


Рис. 5. График зависимости скорости счета от напряжения на счетчике:

1 — кривая, полученная при применении специальной радиотехнической установки; 2 — кривая, полученная обычным способом

диотехническая установка создает на счетчике принудительное «мертвое» время, которое по продолжительности больше «мертвого» времени счетчика и времени его восстановления.

На рис. 4 приведена радиотехническая схема установки. Импульс от счетчика поступает на унивибратор, который, сработав, дает на нить счетчика также отрицательный импульс, по продолжительности превосходящий «мертвое» время счетчика и время его восстановления. Вторичные электроны, порождающие ложные импульсы, попадая в принудительное время, не создают ложных разрядов. Таким образом, с помощью этой радиотехнической установки исключаются ложные импульсы.

На рис. 5 приведены две кривые. Кривая 1, почти не имеющая наклона, получена от самогасящего счетчика с помощью этой радиотехнической установки; кривая 2, полученная от того же счетчика без принудительного «мертвого» времени, имеет значительный наклон «плато».

Этот метод хорош тем, что полностью исключает ложные импульсы, однако из-за большого принудительного «мертвого» времени возрастает поправка на просчет, и для получения числа ложных импульсов необходимо снимать отдельно две кривые.

Методом большого принудительного «мертвого» времени была исследована зависимость числа ложных импульсов, возникающих в счетчике, от загрузки. Были взяты две загрузки, отличающиеся друг от друга примерно в 10 раз, и было определено число ложных импульсов в том и другом случаях. В пределах статистической погрешности число ложных импульсов было пропорциональным числу действительных импульсов.

Даже при полном учете ложных импульсов в счетчике все же остается наклон «плато», вызываемый увеличением счетного пространства счетчика при повышении напряжения на нем, т. е. увеличением того пространства, где образование пары электрона и иона приводит к разряду.

На рис. 6 приведены две кривые, полученные от одного и того же счетчика при β - и γ -загрузках. Наклон «плато» счетчика при β -загрузках (кривая 1) мал (примерно 1% на 100 в), в то время как при γ -загрузке (кривая 2) получается наклон 6% на 100 в, причем число ложных импульсов в том и другом случае составляло около 2%. Эта разница в наклоне «плато» счетчика объясняется очень просто. При загрузке

Применение этого метода к «4л-счетчику», имеющему две или более нити, очень затруднено потому, что с его помощью в основном приходится работать при больших загрузках. Для исключения ложных импульсов при работе с «4л-счетчиком» была освоена методика [6, 7, 8] исключения ложных импульсов с помощью большого принудительного «мертвого» времени. Этот метод основан также на свойстве ложных разрядов появляться вслед за истинным во время восстановления счетчика. Специальная ра-

γ -лучами большой наклон вызван увеличением счетного пространства счетчика с возрастанием напряжения на нем, т. е. увеличением того пространства в счетчике, где образование пары — электрона и иона приводит к разряду в счетчике. Это увеличение счетного пространства происходит из-за того, что γ -лучи поглощаются в основном стенками счетчика. Электроны — результат поглощения γ -квантов — выходят в объем счетчика из различных глубин его стенок и производят ионизацию вблизи этих стенок. С увеличением напряжения на счетчике увеличивается и счетное пространство особенно сильно в местах крепления нити счетчика.

Разобрав вопрос об основных причинах, порождающих наклон «плато» счетчика, и методах их устранения, оценим значение величины «плато» счетчика. Ясно, что, чем больше у счетчика величина «плато», тем точнее определяется величина его наклона.

Величина «плато» счетчика ограничена тем напряжением, при котором почти каждый истинный разряд порождает целую серию самопроизвольных, следующих друг за другом разрядов, и счетчик переходит в непрерывный разряд. Так как самопроизвольные разряды — результат взаимодействия положительных ионов с катодом корпуса счетчика, то, производя соответствующую обработку поверхности катода счетчика, можно добиться увеличения «плато» и, соответственно, уменьшения числа самопроизвольных разрядов.

Нам удалось увеличить «плато» самогасящего счетчика примерно в 2—2,5 раза, применив тщательную полировку поверхности катода счетчика не только медного, но и алюминиевого.

Последнее обстоятельство особенно важно, так как существовавшие до настоящего времени счетчики с алюминиевым катодом обладали малой рабочей областью, самовозбуждаемостью, при сильной загрузке

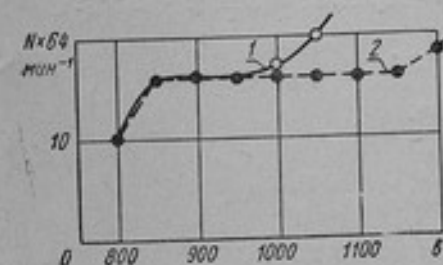


Рис. 7. График зависимости скорости счета от напряжения на счетчике. 1 — без специальной полировки; 2 — со специальной полировкой

переходили в непрерывный разряд, после чего они требовали «отдыха» для нормальной работы, т. е. необходимо было снять с них на некоторое время напряжение.

Счетчики с отполированным алюминиевым катодом обладают следующими качествами:

- 1) не переходят в разряд от большой загрузки;
- 2) имеют величину «плато» примерно в 2—2,5 раза больше (рис. 7), чем у обычных алюминиевых счетчиков;
- 3) будучи переведены в разряд повышением напряжения, по возвращении к нормальному напряжению сразу же начинают работать и не требуют «отдыха»;
- 4) совершенно не чувствительны к видимому свету;
- 5) образовавшийся на поверхности катода счетчика слой является полупроводящим, так как у этих счетчиков величина импульса уменьшается при загрузке значительнее, чем у обычных счетчиков.

Для счетчиков с медным катодом тщательная полировка также дает увеличение «плато» в 1,5—2,5 раза. Такая же обработка дала возмож-

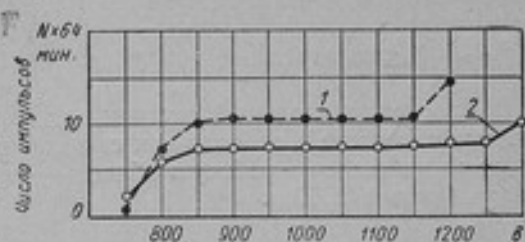


Рис. 6. График зависимости скорости счета от напряжения на счетчике:

1 — при б-загрузке; 2 — при г-загрузке

ность изготовить как бы «самогасящий» плоскопараллельный счетчик. Как известно, разряд в плоскопараллельном счетчике имеет искровой характер. Напряжение электрического поля одинаково по всему промежутку и достаточно для того, чтобы образовавшийся каким-либо образом электрон мог произвести ударную ионизацию с последующим образованием лавины электронов, положительных ионов и фотонов. Наполнение плоскопараллельного счетчика гасящей смесью не дает самогасящего разряда. Поэтому до настоящего времени все известные плоскопараллельные счетчики [9, 10, 11] работают с принудительным гашением и требуют для своей работы либо большое (порядка $10^8 - 10^9$ ом) гасящее сопротивление, либо гасящую ламповую схему.

Плоскопараллельный счетчик, сделанный из полированных алюминиевых плоскостей, работал как самогасящий на сопротивлении в 1 мгом, но имел небольшую рабочую область — всего лишь 100 в при начальном напряжении в 2500 в.

Заключение

Возникающие при работе счетчика Гейгера-Мюллера ложные или самопроизвольные импульсы сильно снижают точность измерений. Повысить точность измерений можно, создавая специальные радиотехнические схемы, исключающие ложные импульсы, а также уменьшая число ложных импульсов и улучшая качество счетчика с помощью тщательной полировки поверхности его катода.

Все эти меры в совокупности дают возможность получить счетчик, у которого наклон «плато» будет меньше 1%; погрешность при работе в начале «плато» будет незначительна, — вероятно, меньше $\pm 0,5\%$.

ЛИТЕРАТУРА

1. A. Trost. Zeits. f. Phys., 105, 399 (1937).
2. В. Векслер, Л. Грошев и Б. Исаев. Ионизационные методы исследования излучения. Гостехиздат, 1947.
3. С. Корф. Счетчики электронов и ядерных частиц. И. Л., 1947.
4. S. C. Curran. E. R. Rad. Rev. Sci. Instr., 18, 871 (1947).
5. D. Willard a. C. G. Montgomery. Rev. Sci. Instr., 21, 520 (1950).
6. J. L. Putman. Proc. Phys. Soc. (London), 61, 312 (1948).
7. H. Den Hartog. Nucleonics, 5, № 3, 33 (1949).
8. E. H. Cooke-Yarlarough, C. D. Florida a. C. H. Davey. J. Sci. Instr., 26, 124 (1949).
9. R. W. Pidd a. L. Mondansky. Phys. Rev., 75, 1175 (1949).
10. J. W. Keuffel. Rev. Sci. Instr., 20, 202 (1945).
11. F. Bella a. C. Franzinetti. Nuovo Cim., 10, 1461 (1953).

ОПЕЧАТКИ

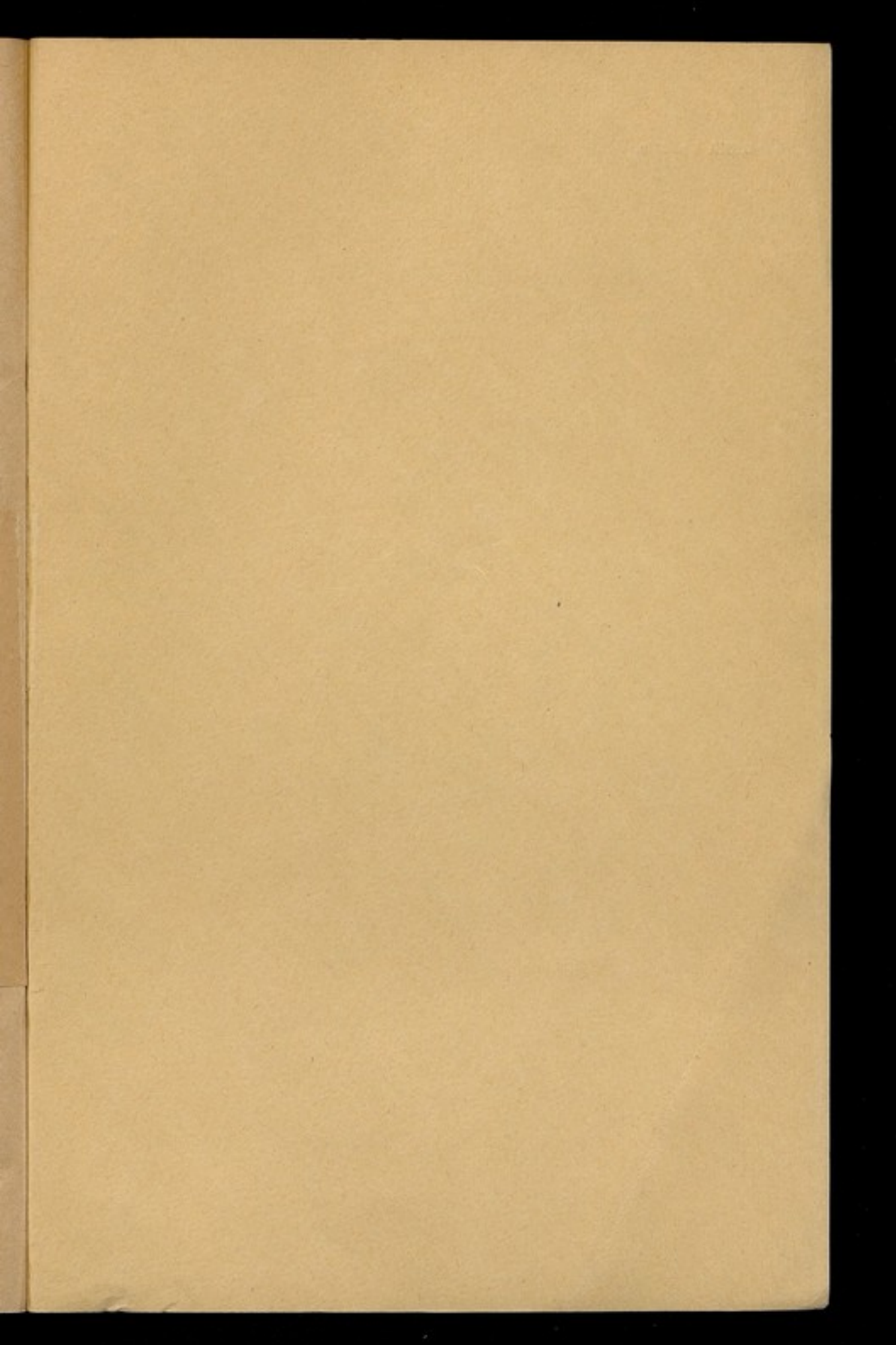
Страница	В каком месте	Напечатано	Должно быть
55 72	3 строка сверху Рис. 3	1 мг-экв. радия Прямая начинается между нулем и единицей	1 мг-экв. радия Прямую надо сместить параллельно самой себе так, чтобы она начиналась с нуля
82	5 строка сверху	диаметр облучающей поверхности l измеряться по	диаметр облучающей поверхности l измеряться на
113	11 . . .	$\frac{1}{I}$	$\frac{1}{I}$
113	9 . . . снизу	$U_{2-3} = 40 \text{ в;}$	$U_{2-3} = 130 \text{ в;}$
123	Подпись к рис. 8, 1 строка снизу		
126	30 строка сверху	NaI (Tl)	NaI (Tl)
128	Подпись к рис. 17, 1 строка сверху	кристалл NaI (Tl)	кристалл CsI (Tl)
131	2 строка снизу	1. R. Hofstadtera	1. R. Hofstadter a.
131	1 . . .	2. Maedera	2. Maeder a.
133	8 . . . сверху	$\ln A$	$\ln A_I$
138	2 . . .	ϵ_I	ϵ_{oI}

ность изготовить как бы «самогасящий» плоскопараллельный счетчик. Как известно, разряд в плоскопараллельном счетчике имеет искровой характер. Напряжение электрического поля одинаково по всему промежутку и достаточно для того, чтобы образовавшийся каким-либо образом электрон мог произвести ударную ионизацию с последующим образованием лавины электронов, положительных ионов и фотонов. Наполнение плоскопараллельного счетчика гасящей смесью не дает самогасящего разряда. Поэтому до настоящего времени все известные плоскопараллельные счетчики [9, 10, 11] работают с принудительным гашением и требуют для своей работы либо большое (порядка $10^8 - 10^9$ ом) гасящее сопротивление, либо гасящую ламповую схему.

Плоскопараллельный счетчик, сделанный из полированных алюминиевых плоскостей, работал как самогасящий на сопротивлении в 1 мгом, но имел небольшую рабочую область — всего лишь 100 в при начальном напряжении в 2500 в.

Заключение

Возникающие при работе счетчика Гейгера-Мюллера ложные или самопроизвольные импульсы сильно снижают точность измерений. Повысить точность измерений можно, создавая специальные радиотехниче-



ЦЕНА 4 р. 65 к.