

X 25 (41)

4 MAR 1940

КОМИТЕТ ПО ДЕЛАМ МЕР И ИЗМЕРИТЕЛЬНЫХ ПРИБОРОВ
ПРИ СНК СССР

ВСЕСОЮЗНЫЙ НАУЧНО-ИССЛЕДОВАТЕЛЬСКИЙ ИНСТИТУТ
МЕТРОЛОГИИ

ИССЛЕДОВАНИЯ В ОБЛАСТИ РЕНТГЕНОМЕТРИИ

ТРУДЫ ВНИИМ
Выпуск 25 (41)



ИЗДАНИЕ ВНИИМ
ЛЕНИНГРАД — 1939

АННОТАЦИЯ

Настоящий сборник содержит статьи, посвященные работам, выполненным в рентгенометрической лаборатории ВНИИМ.

По своей тематике сборник аналогичен уже ранее опубликованным сборникам того же наименования.

Материал сборника относится главным образом к вопросам методики рентгеновских измерений и представляет интерес для научных работников и инженеров, работающих в области рентгенотехники.

КОМИТЕТ ПО ДЕЛАМ МЕР И ИЗМЕРИТЕЛЬНЫХ ПРИБОРОВ
ПРИ СНК СССР

ВСЕСОЮЗНЫЙ НАУЧНО-ИССЛЕДОВАТЕЛЬСКИЙ ИНСТИТУТ
МЕТРОЛОГИИ

mv 5 815

ИССЛЕДОВАНИЯ В ОБЛАСТИ РЕНТГЕНОМЕТРИИ

ТРУДЫ ВНИИМ
Выпуск 25(41)

Под редакцией
проф. И. В. ПОРОЙКОВА



ИЗДАНИЕ ВНИИМ
ЛЕНИНГРАД — 1939

СОДЕРЖАНИЕ

	Стр.
• К. К. Аглинцев и И. А. Божок. К вопросу о точности воспроизведения рентгена при помощи эталонного измерительного устройства	3
• К. К. Аглинцев. Осциллографирование ионизационных токов как метод измерения мгновенных значений мощности рентгеновского излучения	11
• И. В. Поройков. О применении рентгенометров для измерения интенсивности нейтронных потоков	31
• К. К. Аглинцев. О спектральном составе рассеянного рентгеновского излучения	38



К. К. АГЛИНЦЕВ И И. А. БОЖОК

К ВОПРОСУ О ТОЧНОСТИ ВОСПРОИЗВЕДЕНИЯ РЕНТГЕНА ПРИ ПОМОЩИ ЭТАЛОННОГО ИЗМЕРИТЕЛЬНОГО УСТРОЙСТВА

Ниже приводятся результаты исследования вопроса о точности воспроизведения рентгена при помощи эталонного измерительного устройства. Основной задачей проделанной работы было возможное повышение точности воспроизведения. Можно считать, что процесс измерений при помощи ранее описанной установки [1,2] позволяет снизить среднюю арифметическую ошибку в значении мощности физической дозы до 0,6—0,7% от измеряемой величины. В подтверждение сказанного можно привести результаты измерений мощности физической дозы при помощи эталонного измерительного устройства (табл. 1). В столбцах I—III приведены данные, полученные на различных ионизационных камерах, образующих эталонное измерительное устройство; строки 1—3 соответствуют измерению с помощью различных электрометрических устройств.

Таблица 1

100 kV 0,2 мм Sn + 1 мм Al

Камера Эл-м устр.	I	II	III	Среднее
1	0,885	0,899	0,899	0,894
2	0,898	0,904	0,905	0,902
3	0,897	0,918	0,910	0,910
Среднее	0,893	0,907	0,906	0,902

Средняя квадратичная ошибка 1,0%
Максимальная ошибка 1,9%

100 кV 0,2 мм Си + 1 мм Аl

Камера Эл-м устр.	I	II	III	Среднее
1	0,864	0,878	0,872	0,872
2	0,876	0,875	0,876	0,876
3	0,868	0,882	0,876	0,876
Среднее	0,869	0,879	0,875	0,875

Средняя квадратичная ошибка 0,5 %
 Максимальная ошибка 1,25%

100 кV 0,1 мм Си + 1 мм Аl

Камера Эл-м устр.	I	II	III	Среднее
1	1,004	1,016	1,011	1,011
2	1,015	1,024	1,015	1,018
3	1,020	1,016	1,017	1,018
Среднее	1,013	1,019	1,015	1,016

Средняя квадратичная ошибка 0,55%
 Максимальная ошибка 1,2 %

Данные табл. 1 показывают, что в каждой из приведенных серий неизменно встречаются отдельные отклонения, значительно превышающие среднюю ошибку; соответствующие числа в таблице набраны жирным. Так как это обстоятельство имеет место при различных комбинациях камер и электрометрических устройств (лишь комбинация камеры № 1 — электрометрическое устройство № 1 в каждой из приведенных серий давала несколько преуменьшенное значение), то эти отклонения не могут быть обусловлены лишь неточностью в значениях постоянных камеры или электрометрического устройства. Можно думать, что подоб-

ные ошибки проистекают от недостаточного обеспечения тождественности условий измерений и поэтому точность воспроизведения рентгена в значительной мере определяется точностью поддержания и контроля режима работы рентгеновской трубки.

Применявшийся в лаборатории и ранее описанный метод контроля режима работы при помощи ионизационной камеры, соединенной с зеркальным гальванометром, показания которого отсчитываются визуально несомненно имел весьма существенное значение при повышении точности воспроизведения рентгена до 0,8—1,0%. Дальнейшее повышение точ-

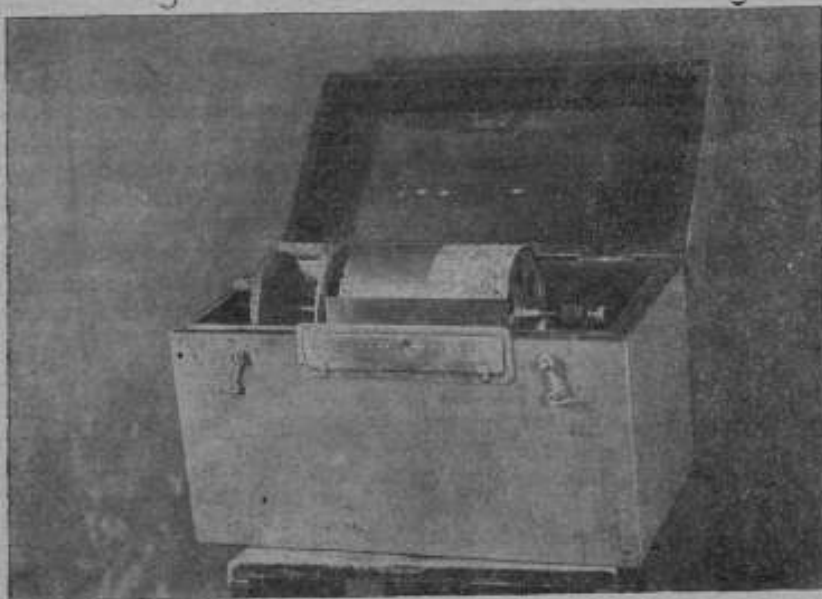


Рис. 1.

ности воспроизведения потребовало некоторого усовершенствования этого метода, путем разработки и применения прибора для непрерывной записи значений мощности излучения. В камере-свидетеле с непрерывной записью ранее применявшаяся установка дополнена вторым гальванометром, соединенным последовательно с первым. Для записи показаний камеры-свидетеля свет, отраженный от зеркала гальванометра, направляется на движущуюся ленту светочувствительной (осциллографной) бумаги.

Светочувствительная лента наматывается на барабан, диаметром 15 см и длиной 21 см, вращающийся вокруг горизонтальной оси со скоростью около 0,1 обор./мин. так, что линейная скорость движения ленты приблизительно равна 0,8 мм/сек.

Вращение барабана осуществляется часовым механизмом; изменяя фрикционную передачу, можно изменять в довольно широких пределах

линейную скорость движения ленты. Барабан с часовым механизмом, лента и катушка, с которой происходит сматывание ленты, помещаются внутри ящика с откидывающейся боковой стенкой. В верхней стенке ящика находится отверстие в виде длинной щели для пропускания света; щель по желанию может закрываться дверкой со шкалой, служащей для отсчета положения зайчика гальванометра. Под щелью укреплена плоско-цилиндрическая линза, длиной в 21 см с фокусным расстоянием $F=25$ мм, фокусирующая свет зайчика на ленту в виде точки. Внешний вид приспособления для записи показан на рис. 1.

Для избежания ошибки, могущей возникнуть от перекоса ленты на барабане, последний снабжен приспособлением для проверки нулевой линии. Это приспособление состоит из двух карандашей, прижимаемых пружинкой к ленте и чертящих на ней непрерывную прямую линию, положение которой относительно нулевого положения зайчика гальванометра остается неизменным.

В табл. 2 приведены значения измерений мощности физической дозы, сделанных в особо благоприятных условиях практически максимально возможной степени неизменности режима: показания на столике управления рентгеновского аппарата, визуальные отсчеты по гальванометру камеры-свидетеля, равно как и фотографическая запись на ленте не обнаружили во время выполнения данной серии измерений заметных колебаний режима работы рентгеновской трубки.

Таблица 2

80 kV 1.5 м.м. Al

Камера	I	II	III	Среднее
Эл-м устр.				
1	1,134	1,138	1,144	1,139
2	1,137	1,141	1,147	1,142
3	1,138	1,146	1,139	1,141
Среднее	1,136	1,142	1,143	1,140

Средняя квадратичная ошибка 0,51 %
 Максимальная ошибка 0,6 %

Сравнивая табл. 1 и 2, видим, что в условиях высокого постоянства режима заметно уменьшаются как средние, так и максимальные отклонения от вероятного значения измеряемой величины.

Для более полной оценки описанного метода контроля режима работы рентгеновской трубки путем записи показаний камеры-свидетеля

были предприняты длительные измерения мощности физической дозы при помощи одной определенной комбинации элементов эталонного измерительного устройства (камера № 3 — электрометрическое устройство № 1). Таким образом относительная точность этих измерений была повышена благодаря тому, что при относительных измерениях были совершенно исключены ошибки от неточности в значении постоянных камеры и электрометрического устройства и от различия при фокусировке камеры. Всего было проделано три серии измерений: одна — при питании рентгеновского аппарата от специального агрегата переменного тока и две — при питании от силовой сети. Для фиксации на светочувствительной ленте моментов времени, соответствующих началу и концу определенных измерений, осветитель гальванометра выключался, и по длительности и повторяемости перерывов в освещении можно было достаточно точно выбирать необходимый участок записи на ленте.

В табл. 3 приведены относительные значения мощности физической дозы в течение 60 мин. работы при питании рентгеновского аппарата от специального агрегата переменного тока.

Таблица 3

1,000	1,007	1,014	←→ ⁵
1,007	1,004	←→ ⁴	1,004
0,997	←→ ²	1,000	1,006
0,990	←→ ³	1,007	1,007
1,000	1,018	1,007	1,011
←→ ¹	1,004	1,018	1,011
1,006	1,011	1,000	1,018
1,007	1,022	1,014	←→ ⁶
Среднее			1,007
отклонение			0,5 %
Максимальное отклонение			1,5 %

Стрелки с цифрами между числовыми данными отмечают перерыв в освещении; на записи стрелкам соответствует пробел; цифра у стрелки указывает порядковый номер пробела.

На рис. 2 приведен участок записи режима, соответствующий измерениям между перерывами №№ 4 и 5.

Из табл. 3 видно, что при выполнении данной серии колебания в режиме работы были таковы, что различие между максимальными и минимальными значениями не превышает 3%, среднее отклонение составляет величину порядка 0,5%, промер по записи дает величины того же порядка. Таким образом в условиях незначительных колебаний режима применение свидетеля-самописца может дать удовлетворительные результаты, хотя трудно рассчитывать на уменьшение ошибки ниже 0,4% при наличии все же значительных колебаний режима.

Рассмотрение записи показывает также, что и в условиях сравнительно малых колебаний режима, гальванометр все же совершает медленные колебания около некоторого положения равновесия. Амплитуда этих колебаний — около 0,5 — 1 мм; их период повидимому не имеет достаточно определенного значения и зависит как от собственного пе-

риода гальванометра, так и от имеющих место незначительных периодических изменений режима, обусловленных какими-то процессами в рентгеновской трубке или в рентгеновском аппарате. Очевидно, что наличие подобных колебаний затрудняет установление среднего значения показаний гальванометра визуальным путем и в то же время весьма мало скажется на точности отсчета по записи.

Действительно, если допустить, что колебания гальванометра происходят по закону $y = a \sin \omega t$, то при визуальном отсчете будут найдены величины $y_1, y_2 \dots y_k \dots$, где $y_k = a \sin k\omega\tau$ и τ — промежуток времени между двумя последовательными отсчетами. Таким образом, среднее значение визуального отсчета по гальванометру будет отличаться от среднего положения зайчика гальванометра на величину

$$\Delta y = \frac{1}{n} \sum_{k=1}^n a \sin k\omega\tau = \frac{a}{n} \left[\frac{\sin n\omega\tau - \sin(n+1)\omega\tau + \sin \omega\tau}{2 - 2 \cos \omega\tau} \right]$$

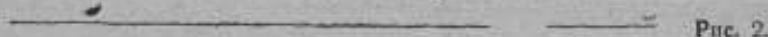


Рис. 2.



Рис. 3.



Рис. 4.

Очевидно, что значение Δy может изменяться в пределах от $-a$ и до $+a$, в зависимости от соотношения между периодом колебаний режима и периодичностью в отсчетах по гальванометру.

На рис. 3 и 4 приведена запись режима при работе от силовой сети. На рис. 3 можно отметить два участка записи, разделенные перерывом в записи (включение света осветителя): слева от перерыва режим дает сравнительно очень малые колебания, справа — колебания весьма значительны.

Рис. 4 указывает характерную для питания от силовой сети картину непрерывных колебаний режима. Данные измерений, соответствующие рис. 3 и 4, приведены в табл. 4 и 5.

В III столбце табл. 4 и 5 приведено отношение чисел II и I столбцов. Как можно видеть, эти числа дают заметные колебания, достигающие 1%. Это указывает на необходимость применения особых предосторожностей при выполнении эталонных измерений, так как даже наличие свидетеля-самописца не обеспечивает точности порядка 0,4—0,5%.

Таблица 4

Отсчет по этал. изм. устр.	Промер по записи	Приве- денный отсчет
1,000	44,5	44,5
0,98	44,0	45,0
0,91	43,0	45,5
1,09	46,5	43,0
0,91	41,5	45,5
0,87	39,0	45,0

Таблица 5

Отсчет по этал. изм. устр.	Промер по записи	Приве- денный отсчет
1,000	42,0	42,0
0,99	41,5	42,0
0,985	40,5	41,0
0,93	39,0	42,0
0,94	39,5	42,0
0,94	39,0	41,5

В заключение приведем сводку относительных значений мощности излучений по всем приведенным сериям табл. 1 и 2.

На рис. 5 даны относительные значения мощности излучений для каждого из возможных колебаний; за единицу принято среднее значение

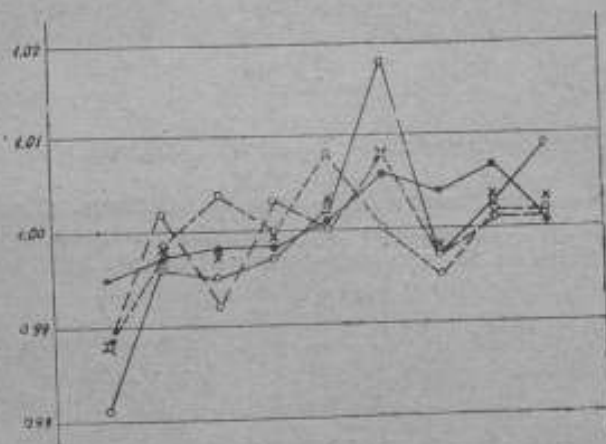


Рис. 5.

○ — серия I, — — — серия II, - - - - серия III,
● — серия IV, × — среднее из серий I-IV.

данной серии, первые три точки соответствуют результатам, полученным при помощи камеры № 1 и электрометрических устройств №№ 1, 2, 3, следующие три точки — измерениям при помощи камеры № 2 и т. д. Всем результатам приписан одинаковый вес; средние для данной комбинации камеры и электрометрического устройства из всех отдельных серий обозначены знаком X. Как видно, комбинация камера № 1 — устройство № 1 дает несколько преуменьшенный и комбинация камера № 2 — устройство № 3 — несколько преувеличенный по сравнению со средним из средних результат.

Для оценки возможного источника этих ошибок рис. 5 повторен еще раз на рис. 6, причем на правой части того же рис. 6 средние значения расположены в несколько иной последовательности: сперва даны средние значения для электрометрического устройства № 1, на разных камерах, потом—для устройства № 2 и т. д.

Как видно из рис. 6, камера № 1 дает среднее значение около 0,995, камера № 2 — около 1,003, камера № 3 — около 1,001, электрометр

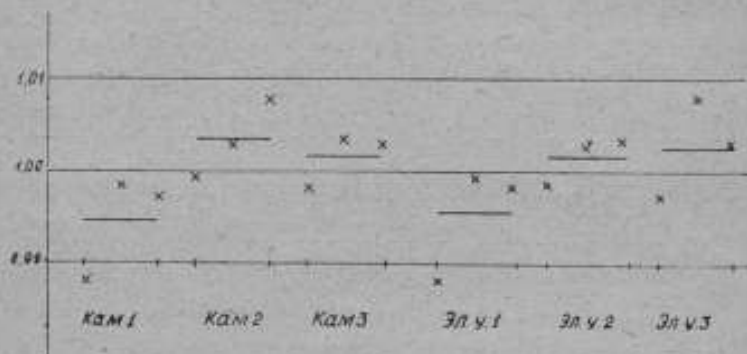


Рис. 6.

№ 1—около 0,996, электрометр № 2—около 1,001, электрометр № 3—около 1,003.

Причины этого будут выяснены по мере дальнейшего развития работы по хранению, поддержанию и усовершенствованию эталонного измерительного устройства, воспроизводящего рентген.

ЛИТЕРАТУРА

1. И. В. Поройков. Труды ВНИИМ, 8 (24), 1935. Исследования в области рентгенометрии, стр. 32.
2. И. В. Поройков и К. К. Аглинцева. Труды ВНИИМ, 17 (33), 1938. Исследования в области рентгенометрии, стр. 5.

ОСЦИЛЛОГРАФИРОВАНИЕ ИОНИЗАЦИОННЫХ ТОКОВ КАК МЕТОД ИЗМЕРЕНИЯ МГНОВЕННЫХ ЗНАЧЕНИЙ МОЩНОСТИ РЕНТГЕНОВСКОГО ИЗЛУЧЕНИЯ

Введение

В ранее опубликованной работе [1] было дано описание разработанного в Рентгенометрической лаборатории ВНИИМ метода измерений мгновенных значений ионизационного тока. Теоретический анализ процессов образования и перемещения ионов в ионизационных камерах позволил сделать некоторые заключения относительно связи между мгновенными значениями ионизационного тока и мощности излучения рентгеновских лучей. Экспериментальная часть этой работы заключалась в исследовании предложенной схемы и снятия нескольких осциллограмм ионизационного тока, соответствующих питанию рентгеновской трубки постоянным и синусоидально-изменяющимся напряжением, с использованием в последнем случае одной или обеих полувольт. Снятые осциллограммы достаточно убедительно показали правильность развиваемых в указанной работе соображений, однако, вследствие малочисленности и недостаточной четкости снятых осциллограмм, не представилось возможным сделать какие-либо количественные выводы относительно работы рентгеновской трубки в различных условиях.

Настоящая работа была предпринята с целью развития методики измерений мгновенных значений ионизационных токов. В частности было предусмотрено использование этих измерений для нахождения мгновенных значений мощности излучения рентгеновских лучей. Как было показано ранее [2], знание закона изменения во времени мощности излучения позволяет найти форму кривой напряжения генерирования при питании рентгеновской трубки от различных рентгеновских аппаратов в зависимости от мгновенных значений мощности излучения нефилтрованного и фильтрованного.

С технической стороны представлялось необходимым устранить следующие дефекты, имевшие место в ранее описанной схеме [1. с.] и затруднявшие расшифровку осциллограмм.

1. Недостаточно высокое значение разности потенциалов между электродами ионизационной камеры имело следствием недостаточно быстрое перемещение ионов к электродам, вследствие чего кривая ионизационного тока оказывалась смещенной во времени и размытой по сравнению с кривой мощности излучения.

2. Не вполне удачный подбор параметров усилительной схемы не позволял получить достаточно значительного изменения значений анод-

ного тока на выходе. Значение „темнового“ тока, проходившего через осциллограф, при отсутствии в камере ионизации было относительно велико и мало изменялось при наличии ионизации, что обуславливало значительную погрешность при нахождении закона изменения ионизационного тока во времени.

Для устранения указанных дефектов в ранее описанную схему были внесены некоторые изменения, что позволило использовать схему не только для работы на шлейфовом, но также и на катодном осциллографе, значительно более удобном в обращении. На шлейфовом осциллографе было снято лишь несколько осциллограмм контрольного характера.

Описание установки

Установка для измерений мгновенных значений силы ионизационного тока включала три части: ионизационную камеру, усилительную схему и осциллограф.

1) Ионизационная камера

Для измерений была использована сферическая ионизационная камера с радиусами шаров 2,0 и 4,2 см; на внешнюю обкладку подавался отрицательный полюс батарей в 800 V, положительный полюс этой батареи заземлялся. Внутренняя обкладка камеры соединялась с управляющей сеткой первой лампы и имела потенциал, на несколько вольт отличающийся от нуля, так как заземление было подведено к катоду второй лампы. Как было показано ранее, именно шаровая камера с отношением радиусов 1:2 дает наиболее простую линейную форму „ионного последствия“, т. е. спадания силы ионизационного тока после прекращения ионизации. Это „ионное последствие“ объясняется тем, что после прекращения ионизации в ионизационной камере остаются ионы, перемещающиеся под влиянием приложенной разности потенциалов

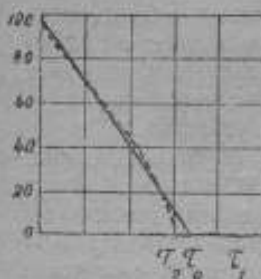


Рис. 1.

к электродам. Вследствие убывания числа ионов и изменения скорости движения ионов, сила ионизационного тока постепенно убывает.

На рис. 1 приведен закон спахания силы ионизационного тока во времени, рассчитанный по методу, указанному в упоминавшейся ранее работе [1. с.]. Здесь τ_1 и τ_2 обозначают максимальную продолжительность пребывания в ионизационной камере положительного и отрицательного ионов, через $I:I_0$ — отношение мгновенного значения ионизационного тока к максимальному начальному значению; отношение $I:I_0$ на графике показано пунктиром и выражено в процентах. График показывает, что можно с хорошей степенью точности заменить истинную кривую $I:I_0$ прямой линией (изображена сплошной), пересекающей ось абсцисс на

расстоянии τ_0 , причем для применявшейся ионизационной камеры приближенно

$$\tau_0 = 1,15\tau_2 \quad (1)$$

Это обстоятельство объясняется тем, что после того, как все отрицательные ионы дойдут до положительного электрода (внутренняя обкладка) в ионизационной камере останется лишь небольшое число положительных ионов, стремящихся к отрицательному электроду — наружному шару. Так как около наружного шара напряженность поля имеет наименьшее значение, то скорость оставшихся положительных ионов будет относительно мала и поэтому, хотя ионизационный ток будет существовать в течение времени τ_1 , после прекращения ионизации, однако, для моментов времени t , близких к τ_1 , его сила будет составлять настолько малую часть начального значения I_0 при $t=0$, что этим можно пренебречь.

Максимальная продолжительность пребывания отрицательных ионов в ионизационной камере может быть найдена из соотношения [1. с.]:

$$\tau_2 = \frac{b^2 - a^2}{4CU_0v_0} \quad (2)$$

где $a = 2$ см, $b = 4,2$ см (радиусы шаров), C — емкость электродов друг относительно друга:

$$C = \frac{ab}{b-a} = 3,8CGSE,$$

U_0 — приложенная разность потенциалов (обычно $U_0 = 800$ В), v_0 — подвижность отрицательных ионов ($v_0 = 1,8 \frac{\text{см}^2}{\text{сек}}$).

Подсчет дает, согласно (1) для продолжительности τ_0 ионного последствия, соответствующей разности потенциалов 800 В между обкладками камеры

$$\tau_0 = 0,0048 \text{ сек.}$$

Соединение ионизационной камеры с сеткой первой лампы было выполнено при помощи полого металлического шланга длиной 60 см и диаметром 20 мм; внутри шланга, на янтарной изоляции, была протянута тонкая проволока, на конце которой была укреплена внутренняя обкладка камеры — графитированный целлулондовый шар. Емкость системы камера — шланг — нить-сетка не превышала 18—20 см.

2) Усилительная схема

Усилительная схема, применявшаяся при снятии осциллограмм с помощью катодного осциллографа, изображена на рис. 2.

Здесь K — ионизационная камера, описанная выше, V_1 — лампа первого каскада усиления, с управляющей сеткой, выведенной на янтарной изоляции. Потенциал управляющей сетки определялся значением

IR_1 , где I — сила ионизационного тока, протекающего через сопротивление R_1 , численно равное $2,5 \cdot 10^7 \Omega$. Анодный ток лампы V_1 пропускаться через сопротивление R_2 , так что при изменении анодного тока изменялось также и падение напряжения на этом сопротивлении. Батарея B_1 — 4 В — была предназначена для компенсации падения потенциала анода лампы V_1 , по сравнению с потенциалом анодной сетки при прохождении тока через сопротивление R_2 ; батарея B_2 способствовала выпрямлению характеристики схемы. Переменное падение напряжения на сопротивлении R_3 было включено между катодом и управляющей сеткой лампы V_2 второго каскада. Наилучшие результаты работы схемы были получены при применении на месте лампы V_2 низкочастотного пентода $CO-187$, обладающего весьма высокой крутизной характеристики ($7,5 \text{ mA/V}$).

В анодном контуре лампы V_2 находилось сопротивление порядка 500Ω , миллиамперметр и анодная батарея лампы V_2 (250 В). Для

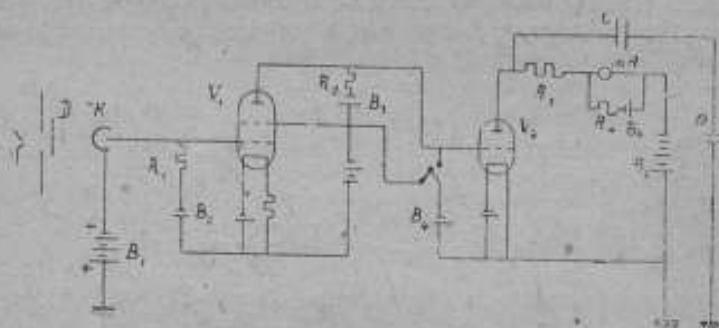


Рис. 2.

более удобного отсчета среднего значения анодного тока лампы V_2 по миллиамперметру „темновой ток“ (т. е. ток в анодном контуре лампы V_2 при закрытой свинцом диафрагме перед ионизационной камерой или при выключении рентгеновского аппарата) компенсировался равным ему по величине и противоположным по направлению постоянным током от аккумулятора B_0 , пропускавшимся через миллиамперметр. Анод лампы V_2 был соединен с одной из отклоняющих пластин P катодного осциллографа, вторая пластина была соединена с землей. Таким образом, катодный осциллограф фиксировал колебания потенциала анода лампы, обусловленные изменением потенциала сетки этой лампы на величину $R_3 \Delta I_A$, где ΔI_A — колебания в значении анодного тока лампы V_2 . Наличие конденсатора C в схеме позволяло отмечать лишь переменную составляющую изменения потенциала анода лампы V_2 . Нахождение постоянной составляющей силы ионизационного тока оказалось возможным на основании отсчетов среднего значения анодного тока и нахождения площади осциллограммы или же по известному максимальному значению приложенного к рентгеновской трубке напряжения генерирования.

При выполнении нескольких контрольных осциллограмм был применен шлейфовый осциллограф. В этих случаях схема несколько видоизменялась, сопротивление R_1 устранялось и шлейф осциллографа включался непосредственно в разрыв цепи, непосредственно за миллиамперметром, так что компенсирующий ток от аккумулятора пропускался и через шлейф осциллографа (рис. 3).

Перед снятием осциллограмм ионизационного тока было выполнено предварительное исследование схемы. Прежде всего было показано, что зависимость между силой анодного тока лампы V_2 и приложенной к сопротивлению R_1 разностью потенциалов имеет линейный характер, т. е. между силой исследуемого ионизационного тока, протекающего через сопротивление R_1 и вызванного им изменением силы анодного тока лампы V_2 имеет место прямая пропорциональность. В табл. 1 приведены данные, иллюстрирующие это положение. В столбце I приведены значения приложенной к сопротивлению R_1 разности потенциалов, в столбцах II и III дана сила анодного тока в лампах V_1 и V_2 . Так как увеличение силы ионизационного тока вызывает возрастание абсолютного значения отрицательного потенциала

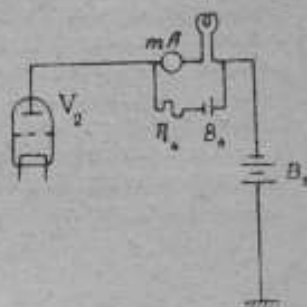


Рис. 3.

Таблица 1

I	II	III	I	II	III
0	—	0	0	0	0
+0,2	—	0,55	-0,2	9	0,55
0,4	—	1,2	-0,4	18	1,15
0,6	—	1,8	-0,6	27	1,7
0,8	—	2,55	-0,8	36	2,3
1,0	—	3,05	-1,0	45	2,85
1,2	—	3,55	-1,2	54	3,3
1,4	—	4,05	-1,4	63	3,85
1,6	—	4,55	-1,6	71	4,3
1,8	—	5,0	-1,8	78	4,8

силы анодного тока лампы дано в миллиамперах.

При исследовании схемы к сопротивлению прикладывалась также и положительная разность потенциалов; в этом случае анодный ток в лампе V_1 имел значения больше $5 \cdot 10^{-6}$ А и не отсчитывался, а анодный ток в лампе V_2 уменьшался.

Как показывает табл. 1 линейный характер статической характеристики схемы приблизительно сохраняется не только для отрицательных,

управляющей сетки лампы V_1 , то отсутствию ионизации будет соответствовать максимальная сила анодного тока в лампе, численно равная $5 \cdot 10^{-6}$ А. Все приводимые в настоящей работе данные относительно анодного тока лампы показывают его уменьшение по сравнению с указанным значением $5 \cdot 10^{-6}$ А; отсчеты производились по прибору, цена деления которого $\frac{1}{3} \cdot 10^{-6}$ А. Изменение

но также и в области положительных значений разности потенциалов, что, впрочем, не представляет непосредственного интереса для целей расшифровки осциллограммы, так как прохождение ионизационного тока через сопротивление R_1 вызывает возникновение отрицательной разности потенциалов.

После изучения статической характеристики схемы был подвергнут исследованию вопрос об инерционности работы схемы. Подсчет показывает, что схема не должна вносить значительных искажений в форму кривой напряжения, прикладываемого к сопротивлению R_1 . Действительно за время порядка половины длительности ионного последствия, т. е. за 0,002 сек. емкость порядка 20 см успеет разрядиться через сопротивление $2,5 \cdot 10^7 \Omega$ приблизительно до $1/50$ начального значения потенциала, так как при $t = 0,002$ сек., $C = 20$ см, $R_1 = 2,5 \cdot 10^7 \Omega$,

$$U_t = U_0 e^{-\frac{t}{CR}} = 0,02.$$

Следовательно, основной элемент инерционности вносит камера, так как ионное последствие убывает линейно, а разряд емкости нить-сетка происходит значительно быстрее по экспоненте.

С целью проверки ранее высказанных соображений о влиянии ионного последствия на форму кривой ионизационного тока было выполнено несколько осциллограмм, показывающих изменение формы кривой ионизационного тока по мере повышения разности потенциалов по обкладке ионизационной камеры. Сводка данных приведена в табл. 2. В столбце I приводятся значения разности потенциалов, приложенной к обкладкам ионизационной камеры, в столбцах II и III — значения анодного тока в лампах V_1 и V_2 , в столбце IV — длительность ионного последствия, соответствующая значению разности потенциалов, приведенной в столбце I. Как видно из приведенных данных, насыщение

Таблица 2

I	II	III	IV
0	0	0	—
160	41	2,3	0,024
240	46	2,6	0,016
320	47	2,7	0,012
400	48	2,7	0,0096
560	48	2,7	0,0068
720	48	2,7	0,0054
800	48	2,7	0,0048

наступает уже при разностях потенциалов порядка 400 V, однако, форма кривой непрерывно изменяется при повышении разности потенциалов вплоть до 800 V. Приводимые данные и кривые относятся к питанию рентгеновской трубки от полуволнового рентгеновского аппарата.

Различные кривые осциллограммы¹ (рис. 4) соответствуют приведенным в столбце 1 табл. 2 значениям разности потенциалов; по мере повышения напряжения различие между кривыми сглаживается. Чтобы убедиться в отсутствии искажений от электростатических помех, наружная обкладка заземлялась; в этом случае получалась близкая к нулю слегка изогнутая линия, видимая на осциллограмме (рис. 5). Эта кривая имеет слабый изгиб в противоположную сторону и дает слабые значения ионизационного тока противоположного направления; при заземлении наружной обкладки, как видно из рис. 2, внутренняя обкладка ионизационной камеры имеет по отно-

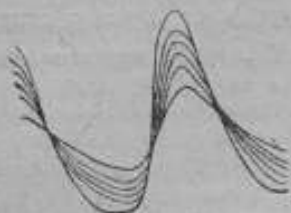


Рис. 4.

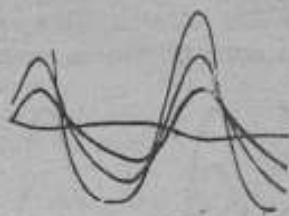


Рис. 5.



шению к земле незначительный отрицательный потенциал, значение которого определяется главным образом анодной батареей лампы V_1 (а также батареями B_1 и B_2). Отсутствие электростатических помех проверялось также и непосредственно: на ряде осциллограмм, помимо кривой ионизационного тока, снимались также осциллограммы анодного тока лампы V_2 , соответствовавшие отсутствию ионизации в камере (диафрагма D перед камерой закрывалась свинцом или же выключался рентгеновский аппарат); в обоих случаях получалась несмещенная нулевая черта осциллографа; само собой разумеется, что приборы в анодных контурах ламп V_1 и V_2 показывали в этих случаях нуль, т. е. включение рентгеновского аппарата при закрытой свинцом диафрагме не давало никакого изменения в режиме работы системы камера—усилительная схема (см. осциллограмму — рис. 6).



Рис. 6.

На осциллограмме рис. 5 сняты кривые ионизационного тока, соответствующие напряжениям 160, 320 и 800 В на наружной обкладке камеры. Эти кривые могут быть использованы для того, чтобы рассмотреть один из возможных способов учета постоянной составляющей в значении ионизационного тока, которую непосредственно нельзя было обнаружить при помощи катодного осциллографа из-за наличия в схеме конденсатора C .

Сравним кривые, соответствующие напряжениям 160 и 800 В на камере; первой из них соответствует длительность ионного последей-

¹ По техническим причинам приводятся не фотографии осциллограмм, а копии с фотографий.

ствия порядка 0,024 сек., второй — 0,0048 сек. Таким образом, в первом случае за половину периода — 0,01 сек. сила ионизационного тока не успеет упасть до нуля и, кроме полученной на осциллограмме изменяющейся во времени составляющей, должна иметь место также еще и постоянная составляющая, приподнимающая снятую осциллографом кривую над осью времени. Измерения средней силы анодного тока лампы V_1 , дают для приведенных кривых значения 41 и 48 соответственно. Следовательно отношения площадей общих кривых уже исправленного учетом постоянной составляющей силы ионизационного тока должно быть пропорционально отношению 48:41, так как количество протекающего электричества $\int J dt$ определяет среднюю силу ионизационного тока. Обозначая через S_{160} , S_{800} и S_n площади снятых при

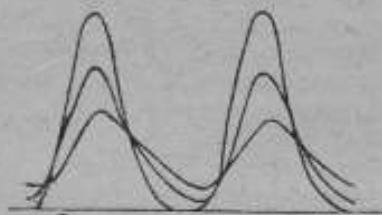


Рис. 7.



Рис. 8.

160 V и 800 V кривых и неизвестную площадь от искомой постоянной составляющей тока при 160 V, находим:

$$\frac{S_{800}}{S_{160} + S_n} = \frac{48}{41},$$

откуда

$$S_n = S_{800} \frac{41}{48} - S_{160}.$$

В рассматриваемом случае измерение площадей дает:

$$S_{800} = 160,$$

$$S_{160} = 90,$$

откуда

$$S_n = 47.$$

Отсюда нетрудно найти J_n , так как в соответствующем масштабе

$$S_n = J_n T,$$

где T — период изменения переменного тока.

Пересчитанная таким образом осциллограмма представлена на рис. 7, на котором, помимо кривых для 160 и 800 V дана также и пересчитанная осциллограмма, соответствующая напряжению 320 V. Полученные

на опыте осциллограммы весьма похожи на кривые, полученные ранее расчетным путем (л. с., стр. 27, рис. 17, 18). Некоторое различие в расчетных и экспериментально снятых кривых (смещение максимума ионизационного тока) объясняется тем, что после снятия кривой приходилось переключать батарею, схема же развертки катодного осциллографа не позволяла получить значение фазы кривой. Помимо исследования инерционности камеры представлялось необходимым доказать, что усилительная схема не вносит значительных искажений в исследуемую форму кривой, т. е. форма кривой на выходе достаточно близко повторяет форму кривой, приложенную к сопротивлению R_1 .

Для этого была снята приводимая на рис. 8 осциллограмма кривой напряжения, снимаемая от понижающей обмотки 120/2 трансформатора с железным сердечником; один раз это напряжение подавалось непосредственно на осциллограф, другой раз — на сопротивление R_1 . Питание первичной обмотки трансформатора выполнялось через потенциометр для получения удобной амплитуды кривой. Сравнение кривых показывает вполне удовлетворительное соответствие обеих кривых, что говорит о достаточно равномерном усилении как основной частоты 50 герц, так и ближайших гармоник.

Нахождение мгновенных значений мощности физической дозы

Экспериментально снятые кривые ионизационного тока все же заметным образом отличаются от кривых мощности физической дозы. В самом деле, вследствие того, что длительность ионного последствия составляет время порядка 0,005 сек. ионизационный ток мог наблюдаться в такие моменты времени, когда ионизация отсутствовала вовсе. Кроме того и тогда, когда ионизация имела место, мгновенное значение ионизационного тока определялось не только значением ионизации в данный момент времени, но также и значениями за 0,005 сек. до наступления этого момента времени, что неизбежно должно было исказить форму кривой мощности ионизации.

Развитый ниже метод пересчета кривых ионизационного тока на кривые мощности физической дозы позволяет подвергнуть анализу вопросы о возможной точности измерений мгновенных значений мощности физической дозы и о степени возможного сближения кривых ионизационного тока и мощности физической дозы. Этот метод был также применен к пересчету нескольких осциллограмм, приводимых ниже.

Обозначим через $I(t)$ и $A(t)$ мгновенные значения силы ионизационного тока и мощности физической дозы. Тогда за время dt в ионизационной камере будет образовано число пар ионов, пропорциональное $A(t)dt$, и ионизационный ток, обусловленный движением этих ионов к электродам, будет убывать от своего начального значения до нуля в течение времени ионного последствия τ секунд. Начальное значение будет очевидно пропорционально $A(t)dt$; для упрощения расчета примем множитель пропорциональности численно равным единице; этим

мы введем удобную для расчета единицу измерения мощности физической дозы. Тогда в некоторый момент времени t_0 , заключенный между моментами t и $t + \tau$ мы будем иметь:

$$dI(t_0) = A(t) dt \frac{t - (t_0 - \tau)}{\tau}, \quad (3)$$

где $dI(t_0)$ — значение в момент t_0 ионизационного тока, обусловленное „ионизационным импульсом“ $A(t) dt$ в промежуток времени от t до $t + dt$. Очевидно при изменении t_0 от t до $t + \tau$ $dI(t_0)$ изменяется от своего начального значения, численно равного $A(t) dt$ до нуля. Правильность соотношения (3) непосредственно видна из рис. 9, где показано линейное спадание „ионного последствия“, согласно рис. 1. Общий ток $I(t_0)$ на осциллограмме очевидно равен сумме всех $dI(t_0)$, обусловленных различными ионизационными импульсами $A(t) dt$, относящимися к промежутку времени от $t_0 - \tau$ до t_0 . Как уже было указано ранее [1. с.], для $I(t_0)$ имеет место выражение

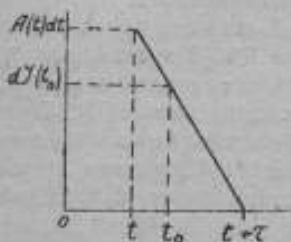


Рис. 9.

$$I(t_0) = \int_{t_0 - \tau}^{t_0} A(t) \frac{t - (t_0 - \tau)}{\tau} dt. \quad (4)$$

Однако, ранее не был указан способ перехода от определяемой на опыте функции $I(t)$ к неизвестной функции $A(t)$.

Допустим, что неизвестная функция $A(t)$ может быть разложена в ряд Фурье, т. е. допустим, что существует разложение:

$$A(t) = A_0 + \sum_{k=1}^{\infty} A_k \cos k\omega t + \sum_{k=1}^{\infty} B_k \sin k\omega t, \quad (5)$$

и поставим себе задачей нахождение всех коэффициентов этого разложения. Очевидно, что по своей природе функция $A(t)$ удовлетворяет тем условиям, выполнение которых необходимо для существования разложения вида (5).

Подставим выражение (5) для $A(t)$ в интеграл (4) и заменим t_0 на t и t на y :

$$I(t) = \int_{t - \tau}^t A(y) \frac{y - (t - \tau)}{\tau} dy$$

или

$$I(t) = \int_{t - \tau}^t [y - (t - \tau)] \left(A_0 + \sum A_k \cos k\omega y + \sum B_k \sin k\omega y \right) dy.$$

Вычисляя полученные интегралы и собирая члены с $\sin k\omega t$ и $\cos k\omega t$, находим:

$$I(t) = \frac{1}{2} A_0 \tau + \sum \cos k\omega t \left[\frac{A_k}{\tau k^2 \omega^2} (1 - \cos k\omega \tau) - \frac{B_k}{\tau k^2 \omega^2} (k\omega \tau - \sin k\omega \tau) \right] + \sum \sin k\omega t \left[\frac{A_k}{\tau k^2 \omega^2} (k\omega \tau - \sin k\omega \tau) + \frac{B_k}{\tau k^2 \omega^2} (1 - \cos k\omega \tau) \right]. \quad (6)$$

Но величина $I(t)$ получается на осциллограммах и разложение функции $I(t)$ в ряд Фурье

$$I(t) = a_0 + \sum a_k \cos k\omega t + \sum b_k \sin k\omega t \quad (7)$$

может быть легко найдено по экспериментально снятым осциллограммам.

Приравняв выражения (6) и (7) разложения функции $I(t)$ в ряд Фурье, находим выражения коэффициентов A_k и B_k разложения неизвестной функции $A(t)$ через коэффициенты разложения находимой при помощи осциллографа кривой $I(t)$.

$$\frac{1}{2} A_0 \tau = a_0, \quad A_0 = \frac{2a_0}{\tau} \quad (8)$$

$$\left. \begin{aligned} \frac{A_k}{\tau k^2 \omega^2} (1 - \cos k\omega \tau) - \frac{B_k}{\tau k^2 \omega^2} (k\omega \tau - \sin k\omega \tau) &= a_k \\ \frac{A_k}{\tau k^2 \omega^2} (k\omega \tau - \sin k\omega \tau) + \frac{B_k}{\tau k^2 \omega^2} (1 - \cos k\omega \tau) &= b_k \end{aligned} \right\} \quad (9)$$

Вводя сокращенные обозначения:

$$\left. \begin{aligned} 1 - \cos k\omega \tau &= C_k \\ k\omega \tau - \sin k\omega \tau &= S_k \end{aligned} \right\} \quad (10)$$

находим:

$$\left. \begin{aligned} A_k C_k - B_k S_k &= k^2 \omega^2 \tau a_k \\ A_k S_k + B_k C_k &= k^2 \omega^2 \tau b_k \end{aligned} \right\} \quad (11)$$

откуда

$$\left. \begin{aligned} A_0 &= \frac{2a_0}{\tau} \\ A_k &= \tau k^2 \omega^2 \frac{a_k C_k + b_k S_k}{C_k^2 + S_k^2} \\ B_k &= \tau k^2 \omega^2 \frac{-a_k S_k + b_k C_k}{C_k^2 + S_k^2} \end{aligned} \right\} \quad (12)$$

Так как очевидно кривую $A(t)$ было удобно строить в масштабе кривой $I(t)$, то представляется удобным умножить выражения A_k и B_k на $\frac{\tau}{2}$; тогда постоянная составляющая разложения $A(t)$ окажется численно равной постоянной составляющей разложения $I(t)$; будут также

равны и значения площадей кривых $\int Idt$ и $\int Adt$. Умножая соотношения (12) на $\frac{\tau}{2}$, получаем, сохраняя прежние обозначения для A_k и B_k :

$$\left. \begin{aligned} A_0 &= a_0, \\ A_k &= \frac{k^2 \omega^2 \tau^2}{2} \frac{(a_k C_k + b_k S_k)}{(C_k^2 + S_k^2)} = \beta_k C_k a_k + \beta_k S_k b_k, \\ B_k &= \frac{k^2 \omega^2 \tau^2}{2} \frac{(-a_k S_k + b_k C_k)}{(C_k^2 + S_k^2)} = -\beta_k S_k a_k + \beta_k C_k b_k. \end{aligned} \right\} \quad (12a)$$

В условиях эксперимента уже первые члены разложения с удовлетворительной точностью позволяли получить кривые $I(t)$. В табл. 3 приведены данные для подсчета величин A_k и B_k ; для τ взято приближенное значение 0,005 сек. $\omega = 314 = 100 \pi$.

Таблица 3

k	$k\omega\tau$	k^2	C_k	S_k	$C_k^2 + S_k^2$	β_k	$\beta_k C_k$	$\beta_k S_k$
1	$\frac{\pi}{2}$	1	1	0,57	1,3	0,94	0,94	0,535
2	π	4	2	3,14	14,0	0,35	0,70	1,1
3	$\frac{3\pi}{2}$	9	1	5,71	33,5	0,33	0,33	1,86
4	2π	16	0	6,28	39,5	0,49	0,00	3,1
5	$\frac{5\pi}{2}$	25	1	6,85	47,0	0,65	0,65	4,45

В двух последних столбцах табл. 3 приведены множители, на которые следует умножать коэффициенты a_k и b_k разложения функции $I(t)$, чтобы получить коэффициенты разложения функции $A(t)$.

Для амплитуды и фазы соответствующих гармоник разложения находим:

$$\sqrt{A_k^2 + B_k^2} = \frac{k^2 \omega^2 \tau^2}{2 \sqrt{C_k^2 + S_k^2}} \sqrt{a_k^2 + b_k^2}, \quad (13)$$

$$\operatorname{tg} \phi_k = \frac{A_k}{B_k} = \frac{a_k C_k + b_k S_k}{-a_k S_k + b_k C_k} = \frac{C_k \operatorname{tg} \varphi_k + S_k}{-S_k \operatorname{tg} \varphi_k + C_k}. \quad (14)$$

В табл. 4 приводятся значения множителя $\frac{k^2 \omega^2 \tau^2}{2 \sqrt{C_k^2 + S_k^2}}$ и его обратной величины.

Рассмотрение формул (13) и (14) позволяет с достаточной степенью точности осветить вопрос об искажении кривой мощности дозы наличием ионного последствия. Предполагая известными значения амплитуд различных гармоник кривой мощности физической дозы, мы видим, что амплитуды гармоник ионизационного тока будут уменьшены

в отношении приведенных в строке третьей табл. 4 чисел. Действительно, по отношению к более высоким частотам высших гармоник инерционность ионизационной камеры будет сказываться более заметным образом, чем по отношению к частотам более низким и поэтому высшие

Таблица 4

k	I	II	III	IV	V
$\frac{k^2 \omega^2 \tau^2}{2\sqrt{C_k^2 + S_k^2}}$	1,1	1,3	2,0	3,1	4,4
$\frac{2\sqrt{C_k^2 + S_k^2}}{k^2 \omega^2 \tau^2}$	0,91	0,78	0,50	0,32	0,23

гармоники будут сильнее сглажены по сравнению с основной частотой. Формула (14) позволяет найти изменение фазы гармоник ψ_k при переходе от кривой ионизационного тока к кривой мощности физической дозы. Имеем:

$$\operatorname{tg} \Phi_k = \frac{\operatorname{tg} \varphi_k + \frac{S_k}{C_k}}{1 - \frac{S_k}{C_k} \operatorname{tg} \varphi_k},$$

откуда

$$\Phi_k = \psi_k + \varphi_k, \quad (15)$$

где ψ_k определяется из условия

$$\operatorname{tg} \psi_k = -\frac{S_k}{C_k}. \quad (15a)$$

Результаты осциллографирования

На рис. 10—16 приведены некоторые осциллограммы, снятые при различных схемах питания рентгеновской трубки. В табл. 5 указаны основные данные относительно приведенных осциллограмм.

Осциллограмма рис. 15 получена на диагностической трубке; все остальные осциллограммы—на терапевтической трубке.

Уже на основании приведенных в табл. 5 данных можно сделать некоторые заключения общего характера относительно результатов осциллографирования. Сравнивая данные столбцов V и VI, мы видим, что для каждой из снятых осциллограмм отношение анодных токов лампы V_1 довольно близко соответствует отношению площадей осциллограммы. Это служит достаточно убедительным доказательством того, что при питании рентгеновской трубки по одной из исследованных схем рентгеновского аппарата отсутствует постоянная составляющая в значении ионизационного тока и таким образом полученные кривые не требуют каких-либо исправлений для учета постоянной составляющей,

Таблица 5

№ рис.	Схема аппарата	Значение к V_{max}	Фильтр $\mu\text{м}$	Анодн. ток V_1	Площадь оциллограмм	Максим. ордината
I	II	III	IV	V	VI	VII
10	Полуволновой	130	—	36	10,5	32,0
11	145	1,5A1	20	6,3	21,5
			1,5A1	36	10,3	29,5
12	Четырехкеноotronный по Гретцу	—	3,0A1	25	7,6	22,0
			1,5A1	—	17,8	34,0—36,5
13	Утроение МРЗ.	95	—	—	10,9	22,5—24,0
			1,5A1	25	12,0	28,0
14	120	—	12	6,5	15,0
			1,5A1	51	22,0	45,5
15	Визард.	102	—	24	12,0	37,0
			1,5A1	26	14,1	29,0
16	100	—	15	8,2	17,0
			1,5A1	28	15,2	39,0
			1,5A1	15	8,0	22,0

не отмеченной осциллографом из-за наличия конденсатора C в схеме (см. рис. 2). Кроме того, можно видеть, что одинаковым значениям анодного тока соответствуют разные площади на различных осциллограммах. Это объясняется тем, что осциллограммы рис. 10, 11 и осциллограммы рис. 12—16 были получены с перерывом в несколько дней, так что чувствительность схемы оказалась неодинаковой. Наконец, в отношении максимальных ординат осциллограмм фильтрованного и нефильтрованного излучения можно установить максимальное значение напряжения генерирования. Конечно, для более точного расчета необходимо перейти к кривым мощности физической дозы, однако, уже и по непоресчитанной осциллограмме ионизационного тока можно получить приблизительно правильное значение. Так, например, на осциллограмме (рис. 11) отношение максимальных ординат для кривых II и I дает 0,72, а для кривых III и II—соответственно 0,75. Кривая на рис. 21 указывает, что поглощение 28% излучения фильтром 1,5 $\mu\text{м}$ алюминия соответствует напряжению генерирования около 145 kV; не приведенная в настоящей работе кривая для поглощения в фильтре 3 $\mu\text{м}$ алюминия дает на основании полученного отношения кривых III и II — 0,75, приблизительно то же самое значение (или III:I = 0,72 · 0,75 = 0,54). На осциллограмме рис. 10 отношение максимальных ординат равно 0,67; согласно кривой рис. 21 этому значению отношения соответствует напряжению генерирования 125 kV.

Более точное изучение вопроса о форме кривой требует перехода от осциллограммы ионизационного тока к истинной кривой мгновенных значений мощности физической дозы. Пересчет экспериментально снятых осциллограмм производится по указанному выше способу: кривая иониза-

ционного тока раскладывается на гармоники, по найденным коэффициентам в разложении кривой ионизационного тока при помощи формул (12) или (12-а) находятся коэффициенты разложения в ряд Фурье кривой мощности физической дозы, и все дальнейшие операции производятся уже с построенными по найденным коэффициентам кривыми мощности

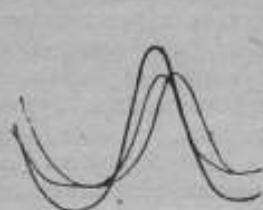


Рис. 10.

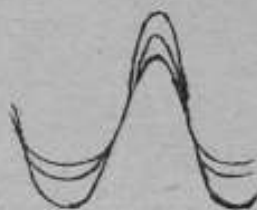


Рис. 11.

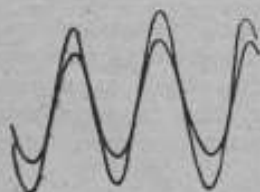


Рис. 12.



Рис. 13.

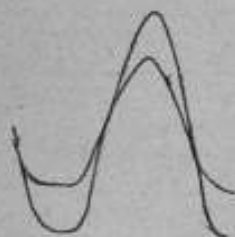


Рис. 14.

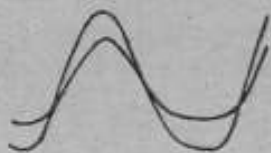


Рис. 15.

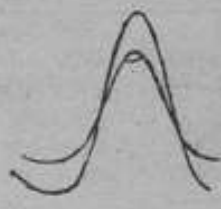


Рис. 16.

физической дозы. На рис. 17—19 приведены результаты подобного построения для осциллограмм рис. 13, 14 и 16. Кривые ионизационного тока показаны пунктиром, кривые мощности физической дозы—сплошной линией. Как и следовало ожидать, кривые ионизационного тока оказываются слегка размытыми и смещенными по сравнению с кривыми мощности физической дозы; это вполне объясняется отмеченным выше „новым последствием“ в ионизационной камере. В частности можно

отметить, что ионизационный ток спадает до нуля в течение промежутка времени $\tau = 0,005$ сек., после фактического прекращения ионизации. На рис. 17—19 это время получается несколько меньше, вероятно это можно объяснить некоторой неполнотой расчета, в частности недостаточным учетом характера разряда емкости нить-сетка через сопротивление R_1 , но в общем согласие вполне удовлетворительно.

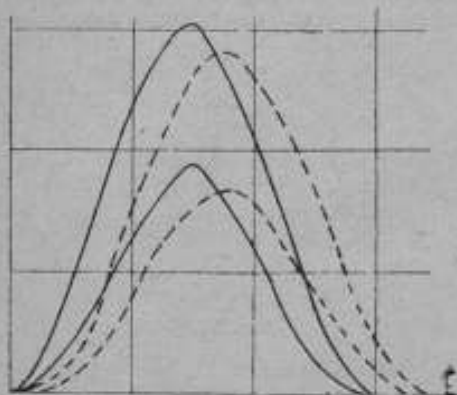


Рис. 17.

фильтром, по мере того, как возрастает приложенное к рентгеновской трубке напряжение. Эти данные должны быть получены при постоянном напряжении генерирования и постоянной силе тока через трубку. В табл. 6 и на рис. 20 дана зависимость мощности физической дозы от приложен-

Таблица 6

I	II	III	IV
50	11	3	0,27
75	36	16,3	0,41
92	60	32	0,53
105	82	50	0,61
117	98	63	0,64
132	118	79	0,67

ного к рентгеновской трубке напряжения. Верхняя кривая и II столбец таблицы относятся к нефильтованному излучению, нижняя кривая и III столбец — к излучению, прошедшему фильтр алюминия толщиной 1,5 мм. Соответствующие значения напряжения генерирования приведены в I столбце. В IV столбце таблицы и на рис. 21 дано отношение чисел III и II столбцов. Легко видеть, что численное значение этого отношения возрастает по мере повышения напряжения. Таким образом, степень

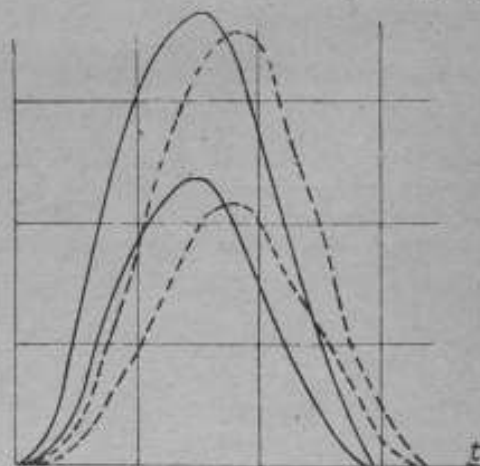


Рис. 18.

поглощения нефльтрованного излучения в выбранном фильтре вполне определяется численным значением напряжения генерирования.

Кривые рис. 20 и 21 были сняты в тех же условиях, в которых снимались осциллограммы ионизационного тока, т. е. при помощи описанной выше ионизационной камеры с использованием усилительной схемы. Приводимые в табл. 6 в столбцах II и III числа дают значения анодного тока лампы.

Помимо приведенных данных, были получены также данные, соответствующие фильтрации 3,0 мм алюминия. Эти данные были также использованы при рассмотрении некоторых осциллограмм.

На рис. 22-24 приведены построения для рассмотренных случаев кривые напряжения генерирования и силы тока через рентгеновскую трубку.

Кривая напряжения строится следующим образом: берется отношение ординат кривой фильтрованного и нефльтрованного излучений для

различных моментов времени. На основании кривой рис. 21 находится напряжение генерирования, соответствующее полученному отношению

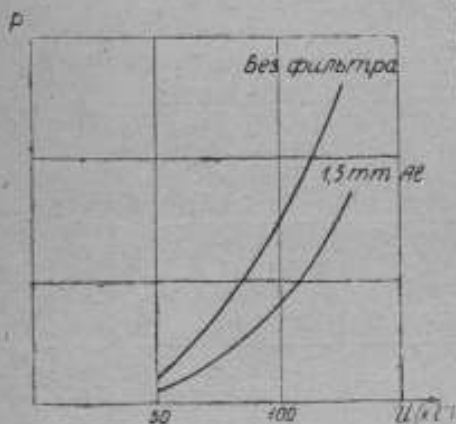


Рис. 20.



Рис. 21.

ординат. Так, например, на рис. 19 моменту $t = 0,005$ сек. соответствует отношение ординат 0,61; согласно кривой рис. 21, этому моменту времени будет соответствовать напряжение генерирования 107 kV (рис. 24). Кривая силы тока в рентгеновской трубке строится уже после того как построена кривая напряжения генерирования. Зная, что при неизменной силе тока мощность физической дозы возрастает с повы-

шенем напряжения генерирования, согласно кривых рис. 20, находим значение мощности физической дозы, соответствующее данному напряжению генерирования и сравниваем его с принятым за единицу значением мощности физической дозы при максимальном значении напряжения генерирования данной осциллограммы. Например, в рассматриваемом случае (рис. 24) максимальное значение напряжения генерирования равно 117 кВ в момент времени 0,075 сек. Кривая рис. 20 дает, что мощность физической дозы фильтрованного излучения при 107 кВ составляет 78% от мощности физической дозы при 117 кВ; это же отношение для излучения нефилтрованного будет 81%. Фактически же сплошные кривые рис. 19 дают для отношения ординат сплошных кривых: нефилтрованная кривая — 0,81, фильтрованная — 0,77. Так как эти отношения

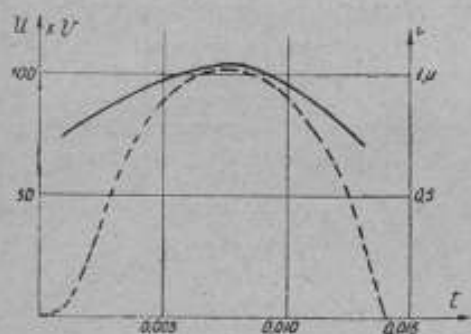


Рис. 22.

численно равны отношениям, соответствующим неизменной силе тока через трубку, то можно считать, что в момент времени $t = 0,005$ сек. ток через трубку имеет то же самое значение, как в момент времени $t = 0,075$ сек. Для какого-нибудь другого момента времени, например, для $t = 0,011$ сек. находим, что отношение ординат кривых соответственно равно 0,52, чему, согласно кривой рис. 21, соответствует напряжение генерирования 92 кВ. Теперь кривые рис. 20 показывают, что при неизменной силе тока мощность физической дозы при 92 кВ для фильтрованного излучения составляет 50%, а для нефилтрованного — 59% того значения, которое она имеет при 117 кВ. Опять-таки, сопоставляя отношения ординат, соответствующих рассматриваемому моменту времени $t = 0,011$ сек. и их значению при максимальном значении напряжения, находим 0,54 для нефилтрованного и 0,44 для фильтрованного. Сравнивая фактическое соотношение между мощностями физической дозы при 92 кВ и 117 кВ 0,54 и 0,44 с расчетными, находим, что сила тока в момент времени $t = 0,011$ сек. должна составлять $\frac{54}{59}$ или $\frac{44}{50}$ от принятого за единицу зна-

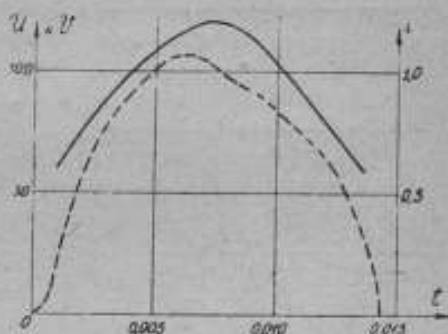


Рис. 23.

чения в момент 0,075 сек. при напряжении 117 кВ. На рис. 24 и отложены найденные таким образом значения силы тока, причем каждый раз взяты средние, вычисленные по кривым для фильтрованного и нефилтрованного излучения. Между ними все же наблюдается незначительное расхождение (0,91 и 0,88). Примененный метод расчета для моментов, соответствующих малым мощностям излучения, дает недостаточно точный результат. Очевидно для этих моментов времени, когда мощность излучения становится очень малой, требуется большая точность построения кривых, причем необходимо брать большее число членов разложения, так как здесь уже имеют существенное значение более слабые и высокие гармоники. Вообще для получения надежных результатов существенное значение имеет обеспечение условий спокойной работы рентгеновского аппарата и тщательность снятия осциллограмм.

В заключение необходимо разобрать вопрос о точности в изображении кривой мощности физической дозы при помощи предложенного метода. Уже и в условиях проделанного эксперимента получена не только качественно правильная картина явления, но также вскрыты и основные количественные соотношения, однако, и источником погрешности и источником длинных и громоздких выкладок является имеющее место искажение кривой ионизационного тока по сравнению с кривой физической дозы и вытекающая отсюда необходимость пересчета осциллограмм. Формулы (10), (12), (13), (14) показывают, как необходимо подойти к вопросу об улучшении методики эксперимента с количественной стороны и какой точности можно достигнуть в сближении кривых ионизационного тока и физической дозы.

Допустим, что в разложении кривой ионизационного тока достаточно ограничиться первыми пятью гармониками. Основное значение имеет вопрос о том, до каких пределов возможно уменьшить время ионного последствие. Можно считать, что не представит особых затруднений приложить к обкладкам ионизационной камеры такую разность потенциалов, чтобы обеспечить уменьшение продолжительности ионного последствие до величины порядка $3 \cdot 10^{-4}$ сек. Тогда, вводя обозначение $x = k\omega\tau$ и замечая, что $x \leq 0,5$, находим, раскладывая в ряд по степеням x , из соотношения (13) для амплитуд:

$$\sqrt{A_k^2 + B_k^2} = \sqrt{a_k^2 + b_k^2} \left(1 + \frac{x^2}{36}\right). \quad (16)$$

Таким образом, при выбранном значении τ , изменение амплитуды будет незаметным для первой гармоники ($x = 0,1$; $x = 0,01$; $1/36 x^2 =$

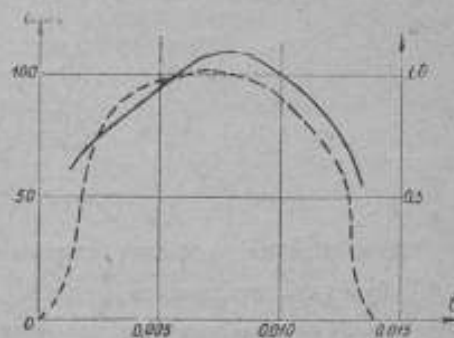


Рис. 24.

— ф., - - - н.

$= 0,0003$) и мало существенно для пятой (последней) гармоники. Здесь отношение амплитуд будет составлять $1 + \frac{1}{144} = 1,006$. Найдем теперь сдвиг фаз и кривой мощности физической дозы, согласно (15):

$$\Phi_k = \psi_k + \varphi_k.$$

Вставляя приближенные значения S_k и C_k , находим значения смещения гармоник ψ_k , приведенные в табл. 7.

Таблица 7

k	$\lg \psi_k$	ψ_k
1	0,033	1° 55'
2	0,067	3 50
3	0,100	5 40
4	0,133	7 35
5	0,167	9 30

Таким образом, основная гармоника смещена незаметно мало: углу $1^\circ 55'$, будет соответствовать $\frac{1}{180}$ часть периода измерения кривой, т. е. осциллограмма будет смещена по отношению к истинной кривой, примерно, на $\frac{1}{180}$ часть периода.

Приведенные данные могут служить исходным пунктом для дальнейшего усовершенствования схемы измерений мгновенных значений мощности излучения.

ЛИТЕРАТУРА

1. К. К. Аглинцев. Исследования в области рентгенометрии. Труды ВНИИМ 17 (33). 1938 г., стр. 9.
2. К. К. Аглинцев. Там же, стр. 38.
3. А. И. Тхоржевский. Вестник рентгенологии и радиологии. 1933—1938 г.

О ПРИМЕНЕНИИ РЕНТГЕНМЕТРОВ ДЛЯ ИЗМЕРЕНИИ ИНТЕНСИВНОСТИ НЕЙТРОННЫХ ПОТОКОВ

Настоящая работа была предпринята в связи с необходимостью исследования распределения нейтронного потока вокруг циклотрона, установленного и действующего в Радиовом институте Академии наук СССР. Как известно, И. Лауренс и Э. Лауренс [1] в Америке, работавшие с циклотронной установкой, разгоняющей дейтроны до энергии 3,5 MeV, а также Р. Циркль и П. Эберсолд, [2] работавшие на той же установке производили измерения интенсивности нейтронного потока в рентгенах с помощью обычных измерительных устройств, предварительно отградуированных на рентгеновских лучах. Избранный этими авторами путь имел то несомненное преимущество, что связь между биологическим действием и физической дозой рентгеновских лучей уже довольно хорошо определялась и таким образом имелась возможность, измеряя физическую дозу нейтронов в рентгенах, сравнить биологические эффекты нейтронного потока и рентгеновских лучей данного качества. По измерениям упомянутых авторов при одинаковом биологическом эффекте ионизационное действие быстрых нейтронов в воздухе в двадцать раз меньше, чем рентгеновских лучей, генерируемых при напряжении 900 kV, а если сравнивать по активности ионов в органической ткани, то—в десять раз.

Представляет известный интерес рассмотреть вопрос, в какой мере камера обычного *рентгенметра* пригодна для измерений нейтронного потока. Чтобы показания прибора не слишком зависели от качества рентгеновских лучей, изперстковые камеры рентгенметров обычно делаются из материала, эквивалентного, по ионизационному влиянию, воздуху.

Материал и его толщину подбирают так, чтобы ослабление рентгеновских лучей средней жесткости стенками камеры полностью компенсировалось ионизацией от фотоэлектронов, вырываемых из проводящего слоя внутренней поверхности камеры.

В качестве наиболее совершенного материала, применяемого во всех современных рентгенметрах является бакелит (или карболит) в состав которого входит водород.

С точки зрения проникновения нейтронного потока в ионизационный воздушный объем, материал и толщина стенок камеры, конечно, не играют той роли, как для рентгеновских лучей, вследствие сильной проникающей способности нейтронов. Наибольшее ослабление дают водородосодержащие вещества, но они вместе с тем сами становятся

источниками быстрых протонов, выбиваемых нейтронами, и попадающих в ионизационный объем камеры.

Явления протекающие в подобных камерах под действием нейтронного потока, в известном смысле аналогичны уже упомянутому выше явлениям, протекающим под действием рентгеновских лучей.

Однако, в случае нейтронного потока стенки камеры могут влиять еще тем, что само вещество стенки, или изоляторов, благодаря ядерным превращениям, имеющим место при проникновении нейтронного потока, может сделаться радиоактивным.

Таким образом, для измерений интенсивности нейтронного потока в рентгенах наиболее подходящими должны быть камеры из достаточно прозрачного для рентгеновских лучей вещества, не содержащего водорода и не проявляющего признаков искусственной радиоактивности под действием нейтронного потока. Бакелитовые камеры этим условиям не удовлетворяют, почему для приводимых ниже измерений была применена графитовая камера.

Следует отметить, что попутно были затронуты также и вопросы о влиянии материала стенок камеры, однако лишь в той мере, в какой это заметно могло сказаться на результатах измерений.

Дело в том, что кроме нейтронного потока ионизацию в камере будет производить также и любое ионизационно-активное излучение, возникающее в процессе работы циклотрона и проникающее сквозь стенки камеры. Сюда относится прежде всего рентгеновское и гамма-излучения. Таким образом измеренный в рентгенах ионизационный эффект, по существу, определяет физическую дозу целого комплекса ионизирующих агентов.

Циклотрон, установленный в Радиовом институте Академии наук СССР, работал на дейтонах, разгоняемых в камере диаметром 45 см до энергии в 2,5 MeV. Дейтерий получался путем электролиза тяжелой воды. Вылет нейтронов происходил по всей периферии камеры, и таким образом предполагалось, что нейтронный поток не имеет направленности, а является диффузным. Расстояние между полюсами магнитов (диаметром 100 см), где расположена камера циклотрона, составляло 9 см (рис. 1).

Для контроля действия циклотрона применялась пластинка из родия площадью около 10 см², облучавшаяся всегда в одном и том же месте установки, в одних и тех же условиях (парафиновый блок и время облучения более 5 минут). Искусственно вызванная радиоактивность этой пластинки, которая после 5 мин. облучения достигала своего предельного значения при данной интенсивности нейтронного потока (пластинка не являлась интегрирующим индикатором), измерялась через

Рис. 1.

30° после выключения циклотрона с помощью специальной ионизационной камеры.

Для устранения подозрений, что графит, из которого сделаны стенки камеры измерительного прибора, при воздействии нейтронов, в тех или иных условиях, может сам сделаться радиоактивным, был подвергнут облучению в течение 24 часов пакет с графитовым порошком, причем никаких заметных следов радиоактивности обнаружено не было.

Ввиду чрезвычайно сложных условий измерений, а именно: малых значений мощности физической дозы ($\frac{p\Gamma}{\text{сек}}$), наличия мощного источника высокой частоты (10^7 Hz), вибраций пола и ряда других помех, наиболее многократные определения абсолютного значения мощности физической дозы производились для одной точки с координатами (см. рис. 1) $x = z = 0$; $y = 105 \text{ см}$.

Для этих измерений были применены два прибора; микрорентгенметр с шаровой графитовой камерой диаметром 8 см и электрометрическим измерением силы ионизационного тока, а также рентгенметр „Мекаптон“ с большой сферической камерой (диаметр около 40 см), предназначенный для измерений рассеянного рентгеновского излучения. Эта последняя камера сделана из тонкого алюминия (толщина 0,2 мм), покрытого внутри слоем церезина с графитированной поверхностью.

Таким образом ионизационные камеры примененных приборов различались как материалом стенок, так и конструкцией. Предварительное изучение показаний приборов было проведено на рентгеновских лучах различного качества, характеризуемого слоями половинного ослабления от 0,3 до 1,5 мм Си и степенью однородности в 2 октавы.

Применение более жесткого излучения не имело смысла, так как протоны и тяжелые ядра, которые собственно и производят ионизацию в воздухе камеры при действии нейтронного потока, имеют незначительную длину свободного пробега. Следовательно не могло быть опасений, что энергия их не будет использована в достаточно большом ионизационном объеме примененных камер.

Первый цикл измерений был произведен с целью выяснения, не участвует ли в измеряемом ионизационном эффекте рентгеновское излучение, которое можно было предполагать в виде тормозного спектра напряжением порядка 50 кВ.

Для этой цели, а также для выяснения, не будет ли радиоактивен, под действием нейтронов, наполнитель, применявшийся при изготовлении графитовой камеры, производилось покрытие камеры свинцовой фольгой, толщиной 0,15 мм, для одной серии с внутренней стороны, для другой — с наружной. Результаты измерений приведены в табл. 1¹.

¹ В производстве всех измерений активное участие принимал аспирант Рентгенометрической лаборатории П. В. Жидолович.

Таблица 1

Ионизационный эффект (средние значения в микрорентгенах в секунду) при работе циклотрона для точки $x = z = 0$; $y = 105$ см

Искусственная радиоактивность родия в произвольных единицах		
Для графитовой камеры	Родий	$3,6 \pm 1,0$ 53
Для графитовой камеры со свинцовым слоем снаружи	Родий	$3,2 \pm 1,0$ 53
Для графитовой камеры со свинцовым слоем внутри	Родий	$3,7 \pm 1,0$ 52

Как видно, в пределах точности измерений, наличия сравнительно мягкого рентгеновского излучения, так же как и искусственной радиоактивности стенок, обнаружено не было.

Для иллюстрации возможных значительных влияний последней причины можно сказать, что введение в графитовую камеру указанной

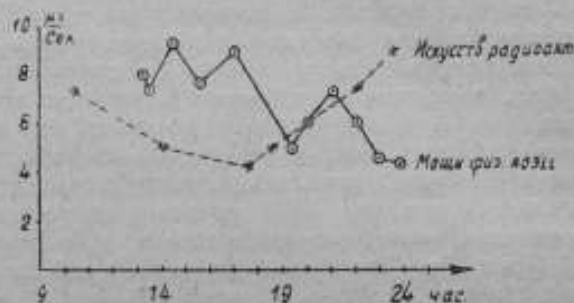


Рис. 2

ранее родиевой пластинки (после ее облучения) увеличивало ионизационный ток примерно в 100 раз.

Что касается гамма-излучения, то его можно было бы выделить, заключив камеру измерительного прибора в толстый свинцовый блок, что, однако, по техническим причинам не могло быть выполнено в период производства измерений.

Однако, могли быть косвенные признаки, позволяющие заключить, что такого рода излучение имеется. Действительно, возникновение гамма-квант, в камере установки при известных условиях, может зависеть от режима ее работы и в частности возрастать за счет дейтонов, порождающих нейтронный поток.

Это означает, что искусственная радиоактивность родиевой пластинки, обусловленная только нейтронным воздействием, не должна изменяться параллельно с изменением ионизационного тока в камере рентгенметра, если возникают еще и гамма-излучения.

Подобную картину действительно удавалось наблюдать в тех редких случаях, когда нормальная работа циклотрона, по той или другой при-

чине, заметно нарушалась, на более или менее длительное время (з-я менение вакуума или напряжения и частоты разгоняющего поля). Иллюстрацией к сказанному служат данные табл. 2 и рис. 2, на котором представлен ход изменения мощности физической дозы в микро-рентгенах в секунду (сплошная линия) и искусственной радиоактивности родиевой пластины в произвольных единицах (пунктирная линия).

Таблица 2

Изменение ионизационного эффекта и искусственной радиоактивности родиевой пластины

Мощность физической дозы в воздухе в микро-рентгенах в секунду	Активность родиевой пластины в произвольных единицах
7,0	25
6,0	37
4,6	45
3,1	52

Косвенное указание на возникновение гамма-излучения, при проникновении нейтронного потока сквозь элементы самой циклотронной установки (парафин, полюса и обмотка электромагнитов), дает картина распределения мощности физической дозы вдоль направления координатных осей X , Y .

Вследствие полной симметрии распределения масс циклотрона относительно оси Y изменение мощности физической дозы вдоль нее, естественно, должно представляться монотонно спадающей кривой, причем, поскольку основной источник излучений более или менее локализован, закон убывания не должен заметно отличаться от закона квадратов расстояний.

На рис. 3 и в табл. 3 приведены результаты измерений.

Таблица 3

Относительные изменения интенсивности нейтронного потока вдоль оси Y (рис. 1)

Y в см	Расчет по квадрату расстояний в %	По измерениям физической дозы в %
55	100	100
71	60	69
81	46	52
95	34	34
105	27	19
135	10	14
185	9	7
235	5	4
335	3	3

Как указывалось выше, для точки $x = z = 0$, $y = 105$ см особенно многократно измерялось значение мощности физической дозы в рентгенах в различные дни и часы работы циклотрона. Как среднее значение по прибору с графитовой камерой было получено $3,5$ $\mu\text{r}/\text{сек}$. с колебаниями отдельных результатов измерений от 9 до $1,5$ $\mu\text{r}/\text{сек}$. При покрытии камеры этого же прибора с внутренней стороны слоем парафина в $1,5$ мм толщиной с графитированной поверхностью среднее значение мощности физической дозы оказалось $5,5$ $\mu\text{r}/\text{сек}$. Наконец, для большой камеры „Меканион“ оно определилось как $5,0$ $\mu\text{r}/\text{сек}$. Эти результаты иллюстрируют упомянутое ранее влияние водородосодержащих веществ в стенках камеры рентгенметра, применяемого для измерения нейтронных потоков, и кроме того дают масштаб в микрорентгенах в секунду для кривой (рис. 3), в той ее части ($y > 105$ см), где для измерений применялся чувствительный электроскоп по Дессауэру.

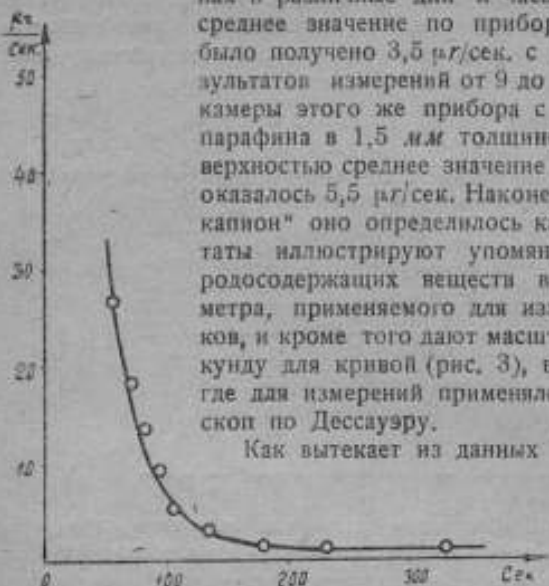


Рис. 3.

Как вытекает из данных табл. 3, закон квадратов расстояний в пределах ошибок измерений подтверждается для всех значений $y > 55$ см.

Предполагая соблюдение этого закона вплоть до поверхности камеры

циклотрона, получаем значение мощности физической дозы в месте наиболее интенсивного излучения, ориентировочно, порядка $150-200$ $\mu\text{r}/\text{сек}$.

Иная картина распределения физической дозы вдоль направления, параллельного оси X. Измерения были проведены вдоль прямой $y = 160$ см (см. рис. 1) и результаты их представлены в табл. 4 и на рис. 4.

Из данных табл. 4 вытекает, что если только нейтронный поток действительно является диффузно рассеянным, как это можно предполагать на основании наблюдений над искусственной радиоактивностью родиевой пластины в пространстве около циклотрона, а не имеет преимущественного сосредоточения в плоскости камеры циклотрона, то стальные полюса электромагнита и их обмотка в значительной мере ослабляют нейтронный поток.

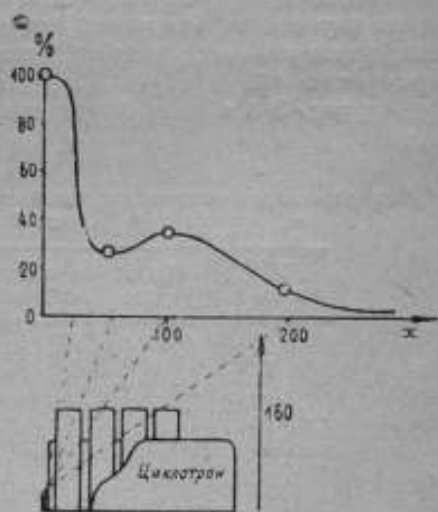


Рис. 4.

Однако это поглощение должно было бы сказываться все больше и больше, по мере увеличения расстояния от оси y , и значит убывание значения физической дозы должно было быть монотонным и более крутым, чем без поглощения, по закону квадратов расстояний. Между тем, из табл. 4 и рис. 4, вытекает, что подобной монотонности нет.

Таблица 4
Относительное изменение мощности физической дозы
вдоль направления оси X при $y=160$ см

X в см	Расчет по квадрату расстояния от точки 0 в %	Экспериментальные данные, в %
0	100	100
50	93	25
100	82	36
200	58	11

но что при увеличении расстояния от оси y физическая доза сперва резко убывает, в соответствии с тенью от полюсов магнита, с тем, чтобы далее вновь возрасти до некоторого максимума, и только после этого монотонно убывать.

Подобному ходу изменений физической дозы, ненаблюдавшемуся для искусственной радиоактивности, отвечает представление, уже упомянутое ранее, что нейтронный поток, пронизывая массу металла, вызывает в нем образование гамма-квант, которые и создают в камере измерительного прибора дополнительную ионизацию.

Таким образом, анализ проведенных измерений позволяет прийти к выводу, что для измерений интенсивности самого нейтронного потока, повидимому, следует либо искать иные пути, чем ионизационное действие его, либо выполнять эти измерения в соответствующих, специально подобранных, условиях.

Измерения, производимые с помощью рентгенметров или других измерительных устройств, снабженных ионизационными камерами обычного типа, дают величину физической дозы не только от нейтронного потока, но от всего комплекса ионизационно-способных излучений, которые имеют место при работе циклотрона.

Для выяснения биологического действия, быть может, именно такого рода измерения и являются наиболее рациональными, но в таком случае необходимо, чтобы стенки ионизационных камер измерительных приборов были, во всяком случае, сделаны из материала, не содержащего в своем составе водорода, и в процессе облучения не проявляющего искусственной радиоактивности.

ЛИТЕРАТУРА

1. I. H. Lawrence and E. O. Lawrence, *Proceed Nat. Acad.* 22, 124. 1936.
2. R. E. Zirkle and P. C. Aebersold, *Proceed Nat. Acad.* 22, 134. 1936.

О СПЕКТРАЛЬНОМ СОСТАВЕ РАССЕЯННОГО РЕНТГЕНОВСКОГО ИЗЛУЧЕНИЯ

Комплекс вопросов о рассеянии рентгеновских лучей имеет весьма существенное значение. Элементарные процессы рассеяния привлекают внимание как теоретиков, так и экспериментаторов. Изучение интерференционных явлений, сопровождающих когерентное рассеяние, служит целям структурного анализа. Наконец и общие вопросы об интенсивности диффузно-рассеянного излучения с достаточной полнотой получили освещение в недавно опубликованных работах [1]. Таким образом остается недостаточно разрешенным лишь весьма важный для практики вопрос о спектральном составе рассеянного излучения. Настоящая работа и имеет целью хотя бы частично восполнить этот пробел.

Естественно, что разрешение вопроса о спектральном составе рассеянного излучения требует знания спектрального состава излучения, падающего на рассеивающую среду. Наиболее доступный, хотя может быть и не очень точный метод нахождения распределения энергии по непрерывному спектру рентгеновских лучей, основанный на анализе поглощения, был ранее описан автором [2]. Ниже даются результаты его применения для нахождения распределения энергии в спектре рентгеновских лучей, возбуждаемых при напряжениях 150, 175 и 200 кВ.

Введем следующие обозначения:

- P_k — мощность физической дозы пучка, прошедшего фильтр номер k ;
- $I(\lambda)$ — плотность интенсивности в непрерывном спектре рентгеновских лучей; величина $I(\lambda)$ определяется из условия, что $I(\lambda) d\lambda$ дает интенсивность участка спектра с длиной волны в пределах от λ до $\lambda + d\lambda$;
- $a_k(\lambda)$ — коэффициент, показывающий, какая часть падающего излучения с длиной волны в интервале от λ до $\lambda + d\lambda$ проходит через фильтр номер k ; коэффициент $a_k(\lambda)$ характеризует прозрачность данного фильтра для данной длины волны;
- $\gamma(\lambda)$ — коэффициент электронного преобразования в воздухе, т. е. величина, характеризующая преобразование падающей на ионизационную камеру энергии рентгеновского излучения в кинетическую энергию электронов n , в конечном счете, идущую на ионизацию газа в ионизационной камере. Как известно $\gamma(\lambda) = \tau(\lambda) + \sigma_p(\lambda)$, где $\tau(\lambda)$ — коэффициент истинного поглощения и $\sigma_p(\lambda)$ — часть коэффициента рассеяния, определяющая выход электронов отдачи;

$\varepsilon(\lambda)$ — средняя работа ионизации, величина, которую в первом приближении можно считать постоянной для интервала длин волн от $0,06 \text{ \AA}$ до $0,50 \text{ \AA}$.

Очевидно величина $I(\lambda) a_k(\lambda) d\lambda$ будет выражать интенсивность в непрерывном спектре рентгеновских лучей после прохождения через фильтр номер k , далее величина $I(\lambda) a_k(\lambda) \gamma(\lambda) d\lambda$ определит кинетическую энергию всех электронов, образующихся при поглощении и некогерентном рассеянии в воздухе излучения с длиной волны от λ до $\lambda + d\lambda$, и наконец деление последнего выражения на $\varepsilon(\lambda)$ дает величину, пропорциональную измеряемой силе ионизационного тока.

Для нахождения искоемых величин $I(\lambda)$, характеризующих распределение энергии в непрерывном спектре, составляем уравнения, определяющие ионизационное действие исследуемого пучка после его прохождения через различ-

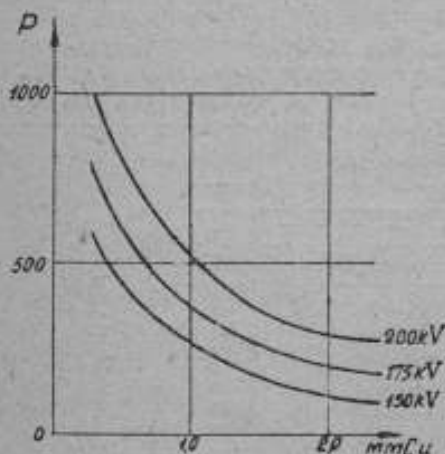


Рис. 1.

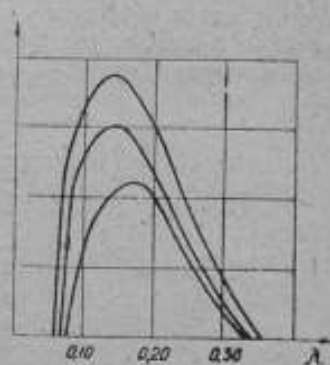


Рис. 2.

ные фильтры. Ионизационное действие пучка, после прохождения через фильтр номер k может быть найдено из соотношения

$$P_k = \int_{\lambda_0}^{\infty} \frac{I(\lambda) a_k(\lambda) \gamma(\lambda) d\lambda}{\varepsilon(\lambda)},$$

где λ_0 — коротковолновая граница непрерывного спектра.

Разделяя область изменения λ от λ_0 до ∞ на некоторое число p интервалов и заменяя интеграл суммой, находим

$$P_k = \sum_{s=0}^{p-1} \frac{I(\lambda_s) a_k(\lambda_s) \gamma(\lambda_s) (\lambda_{s+1} - \lambda_s)}{\varepsilon(\lambda_s)} \quad (1)$$

Построив по экспериментально измеренным значениям P_k кривую поглощения исследуемого пучка в материале фильтра и выбрав по этой кривой p различных значений, мы получаем систему p линейных урав-

нений относительно p неизвестных величин $I(\lambda_1), I(\lambda_2) \dots I(\lambda_p)$, разрешение которой принципиально возможно. Однако, вследствие ошибок в экспериментально измеренных значениях мощности физической дозы P_h и неточного значения коэффициентов ослабления в веществе фильтров, полученные уравнения вообще говоря, могут оказаться не совместными. Поэтому более надежным является решение подобной системы по способу наименьших квадратов. Выбираем число значений P_h , а следовательно и число уравнений (1) большим, чем число p интервалов, на которое разделена область (λ_0, ∞) изменения длины волны λ ; разрешение этой системы позволяет с хорошей степенью точности определить величины $I(\lambda_1), I(\lambda_2) \dots$

В табл. 1 приведены в относительных величинах значения P_h , соответствующие ионизационному действию рентгеновских лучей, возбуждаемых при напряжениях 150, 175 и 200 кВ и проходящих через фильтры из меди толщиной от 0,3 до 2,3 мм.

На рис. 1 даны кривые поглощения, соответствующие данным табл. 1; по оси абсцисс отложена толщина фильтра в миллиметрах, по оси ординат — значение мощности физической дозы пучка после его прохождения через фильтр.

Таблица 1

Фильтр мм Cu	Ионизационное действие		
	150 кВ	175 кВ	200 кВ
0,3	570	783	1000
0,4	492	694	872
0,5	438	609	780
0,6	392	542	700
0,8	308	442	588
1,0	260	383	514
1,3	205	308	425
1,5	178	273	383
1,8	143	230	333
2,0	125	206	300
2,3	100	175	270

Величины $a_k(\lambda)$ и $\gamma(\lambda)$ могут быть легко найдены для значений λ . В табл. 2 и 3 приводятся значения $\gamma(\lambda)$ и массового коэффициента ослабления в меди (по данным Аллена).

Таблица 2

λ	$\gamma(\lambda)$	λ	$\gamma(\lambda)$	λ	$\gamma(\lambda)$
0,06	1,043	0,12	1,001	0,24	2,00
0,08	1,026	0,16	1,154	0,30	3,31
0,10	1,000	0,20	1,493	0,40	7,36

Значения $\gamma(\lambda)$ даны в относительных единицах; $\gamma(0,10)$ принято равным 1,000.

Таблица 3

Массовый коэффициент ослабления в меди

λ	$\frac{\mu}{\rho}$	λ	$\frac{\mu}{\rho}$
0,064	0,198	0,175	1,12
0,072	0,220	0,200	1,59
0,098	0,325	0,260	3,25
0,130	0,57	0,417	11,4

В табл. 4 и на рис. 2 приведены результаты нахождения спектральной „кривой ионизационного действия“; по оси ординат отложены величины $I(\lambda)\gamma(\lambda)$, характеризующие ионизационное действие данного спектрального интервала.

Таблица 4

Значения $I(\lambda)\gamma(\lambda)$

λ	150 kV	175 kV	200 kV
0,06		0	0
0,07		77	145
0,08	0	121	175
0,10	65	143	185
0,12	86	150	183
0,14	103	145	175
0,16	110	130	163
0,18	112	111	148
0,20	106	64	93
0,25	55	23	45
0,30	18	0	0
0,35	0		

Делением чисел табл. 4 на значения $\gamma(\lambda)$, приведенные в табл. 2, находим кривые распределения энергии в непрерывном спектре рентгеновских лучей, приведенные на рис. 3.

Помимо спектрального состава падающего излучения, существенное значение имеет также и взаимное расположение источника рентгеновских лучей (анода рентгеновской трубки), рассеивающей среды и приемника рассеянного излучения (камера). Действительно, интенсивность рассеянного излучения будет различной для разных углов рассеяния. Угловое распределение рассеянного излучения определяется для некогерентного рассеяния формулой Клейн-Нишина:

$$f(\theta, \alpha) = \frac{1 + \cos^2 \theta}{(1 + 2\alpha \sin^2 \frac{\theta}{2})^2} \left[1 + \frac{4\alpha^2 \sin^2 \frac{\theta}{2}}{(1 + \cos^2 \theta) (1 + 2\alpha^2 \sin^2 \frac{\theta}{2})} \right] \cdot (2).$$

В этой формуле θ — угол между направлениями первичного и рассеянного излучения и $\alpha = \frac{0,024}{\lambda}$; для случая „классического“ когерентного рассеяния следует положить $\alpha = 0$. В общем случае имеют место оба механизма рассеяния: и когерентное и некогерентное. Обозначая через η вероятность когерентного рассеяния, получим для углового распределения рассеянного излучения соотношение

$$[F(\theta, \alpha) = \eta f(\theta, \alpha) + (1 - \eta) f(\theta, 0). \quad (3)$$

При рассеянии легкими элементами в области 0,06—0,30 Å можно считать $\eta \ll 1 - \eta$; для случая рассеяния свинцом в этом диапазоне $\eta > 1 - \eta$. Вопрос о зависимости η от Z и λ до настоящего времени не может считаться окончательно разрешенным; известно лишь что η возрастает с увеличением Z и λ . На рис. 4 приведены графики функции $f(\theta, \alpha)$ для $\alpha = 1/4, 1/6, 1/15$ и 0.

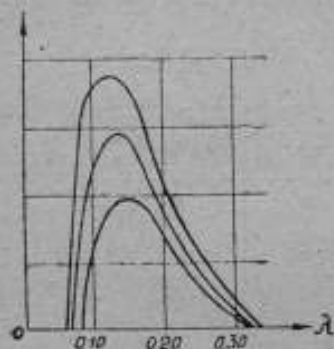


Рис. 3.

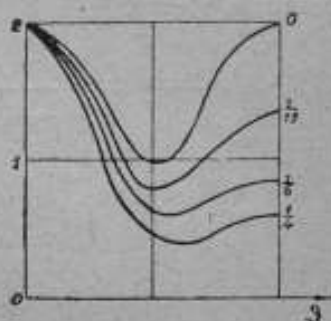


Рис. 4.

Для того чтобы вывести некоторые заключения относительно спектрального состава рассеянного излучения, нет необходимости прибегать к сложным расчетам для общих случаев [3], в частности учитывать многократное рассеяние и вполне возможно ограничиться разбором наиболее важных частных случаев. На рис. 5 изображены наиболее характерные случаи, соответствующие „обратному“ и „боковому“ рассеянию; сплошными линиями показано первичное излучение, пунктирными — рассеянное. Из рис. 5 видно, что при обратном рассеянии преобладают углы θ , близкие к 180° , а при боковом — близкие к 90° .

Произведем расчет распределения энергии в спектре однократно рассеянного излучения для случая обратного рассеяния. Допустим, что анод и камера находятся на прямой, перпендикулярной к поверхности рассеивающей среды, причем рассеивающая среда простирается достаточно далеко во все стороны от этой линии. Решение задачи чрезвычайно упрощается, если допустить, что анод и камера просто совпадают. При этом постановка задачи будет такова: анод A находится на расстоянии a от безграничного рассеивающего и поглощающего полу-

пространства; требуется найти распределение энергии по спектру в рассеянном излучении, идущем из полупространства и достигающем точки A .

Обозначим через μ и σ коэффициенты ослабления и рассеяния среды, через W_λ — энергию первичного излучения в спектральном интервале $(\lambda, \lambda + d\lambda)$ излучаемую в течение 1 сек. и dV — элемент объема рассеивающей среды около точки P (рис. 6).

Тогда до элемента dV доходит пучок интенсивностью

$$\frac{W_\lambda}{4\pi(x+x')^2} e^{-\mu x'}$$

Элемент dV рассеивает в направлении к точке A энергию

$$dI_1(\lambda) = \frac{\tau W_\lambda}{[4\pi(x+x')^2]^2} e^{-2\mu x'} f(180, 0).$$

Кроме того, в том же направлении от элемента dV к точке A будет распространяться энергия

$$dI_2(\lambda) = \frac{(1-\tau) W_\lambda}{[4\pi(x+x')^2]^2} e^{-(\mu+\mu_1)x'} f(180, \alpha_1)$$

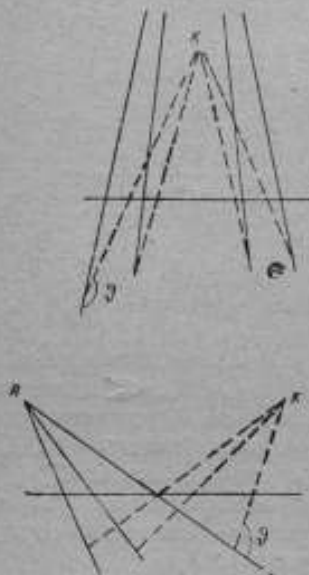


Рис. 5.

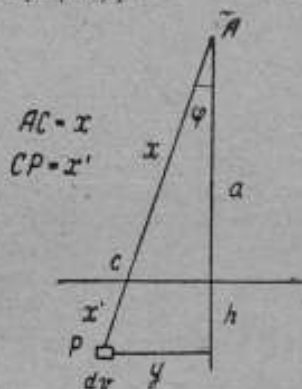


Рис. 6.

обусловленная некогерентным рассеянием доходящего до элемента dV излучения с длиной волны $\lambda_1 = \lambda - 0,048$, которое при рассеянии увеличивает длину волны на 0,048. Общее излучение с длиной волны в интервале $(\lambda, \lambda + d\lambda)$, доходящее до точки A от элемента объема dV , очевидно может быть найдено из соотношения

$$dI(\lambda) = dI_1(\lambda) + dI_2(\lambda).$$

Общая интенсивность излучения с длиной волны в интервале $(\lambda, \lambda + d\lambda)$ может быть найдена интегрированием по объему выражения $dI_1(\lambda)$ и $dI_2(\lambda)$.

Замечая, что

$$x = \frac{a}{\cos \varphi}, \quad x' = \frac{h}{\cos \varphi},$$

$$dv = 2\pi y dy dh,$$

где: $y = (a + h) \operatorname{tg} \varphi \cong a \operatorname{tg} \varphi$ и допуская, что $h \ll a$ находим:

$$dI_1(\lambda) = \frac{\eta W_\lambda}{8\pi a^2} f(180, 0) e^{-\frac{2\mu h}{\cos \varphi}} \cos \varphi \sin \varphi d\varphi,$$

$$dI_2(\lambda) = \frac{(1-\eta) W_{\lambda_1}}{8\pi a^2} f(180, \alpha_1) e^{-\frac{(\mu+\mu_1)h}{\cos \varphi}} \cos \varphi \sin \varphi d\varphi.$$

Интегрируя сперва по h в пределах от $h=0$ до $h=\infty$ и потом по φ в пределах от $\varphi=0$ до $\varphi=\pi/2$, находим:

$$I_1(\lambda) = \frac{\eta W_\lambda}{8\pi a^2} f(180, 0) \frac{1}{6\mu},$$

$$I_2(\lambda) = \frac{(1-\eta) W_{\lambda_1}}{8\pi a^2} f(180, \alpha_1) \frac{1}{3(\mu+\mu_1)}$$

и окончательно с точностью до постоянного множителя:

$$I(\lambda) = \frac{1}{24\pi a^2} \left[\frac{\eta W_\lambda f(180, 0)}{2\mu} + \frac{(1-\eta) W_{\lambda_1} f(180, \alpha_1)}{\mu + \mu_1} \right], \quad (4)$$

где:

$$\alpha_1 = \frac{0,024}{\lambda_1}$$

и μ_1 — значение коэффициента ослабления в рассеивающей среде для излучения с длиной волны λ_1 .

Само собой разумеется, что выбор предела интегрирования $h = \infty$ совершенно не противоречит предположению, что $h \ll a$; верхний предел интегрирования h_0 должен удовлетворять лишь условию, что $e^{-\mu h_0} \ll 1$, а это может иметь место и при $h \ll a$, так что практически интегрирование в пределах $(0, \infty)$ совершенно равноценно интегрированию в пределах $(0, h_0)$.

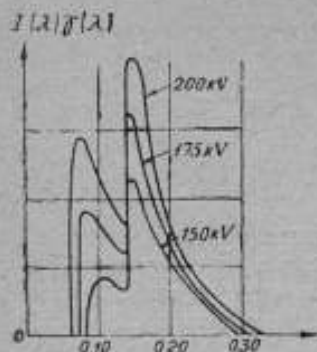


Рис. 7.

Пользуясь соотношением (4), можно найти спектральный состав рассеянного излучения. Для случая рассеяния свинцом, принимая $\eta = 1$ и замечая, что для когерентного рассеяния $f(180, 0)$ не зависит от λ , имеем зависимость $(I_\lambda : W_\lambda)$ от длины волны, приведенную в табл. 5 с точностью до постоянного множителя.

Умножая ординаты кривых рис. 2 или рис. 3 на приведенные в табл. 5 значения $(I_\lambda : W_\lambda)$, получаем спектральную кривую ионизационного действия и кривую распределения энергии в спектре рассеянного излучения; крайние ионизационного действия приводятся на рис. 7.

и кривую распределения энергии в спектре рассеянного излучения; крайние ионизационного действия приводятся на рис. 7.

Случай рассеяния легким элементом будет приводить к существенно иному результату. В этом случае будет преобладать некогерентное рассеяние и коэффициент ослабления μ будет мало отличаться от коэффи-

Таблица 5

λ	0,08	0,09	0,10	0,12	0,13	0,14
$(I_{\lambda} : W_{\lambda})_{\rho\delta}$	1,00	0,82	0,65	0,48	0,40	1,1
λ	0,16	0,18	0,20	0,24	0,30	—
$(I_{\lambda} : W_{\lambda})_{\rho\delta}$	0,92	0,70	0,55	0,35	0,30	—

циента рассеяния, так как коэффициент истинного поглощения в рассматриваемой области будет весьма мал; кроме того, в отличие от свинца, в рассматриваемой области будет отсутствовать край полосы поглощения. Конечно, и влияние многократного рассеяния в случае легких элементов будет сказываться сильнее.

Вычисляя коэффициент рассеяния по формуле Клейн-Нишина, получим согласно формулы (4), где можно положить $\eta = 0$, следующие значения для $(I_{\lambda} : W_{\lambda})$, приводимые в табл. 6.

Таблица 6

λ	0,13	0,15	0,17	0,19	0,21	0,25	0,30	0,35
$I_{\lambda} : W_{\lambda}$	0,57	0,69	0,80	0,89	0,91	0,95	0,98	1,00

На рис. 8 приведены спектральные кривые ионизационного действия для случая бокового рассеяния. Пунктиром приведена также и кривая первичного излучения.

Наконец при рассеянии элементами середины периодической системы картина опять таки будет отличаться от рассматриваемых случаев. Здесь уже начнет сказываться возрастание коэффициента ослабления μ за счет увеличения коэффициента истинного поглощения τ , поэтому в ходе отношения $I_{\lambda} : W_{\lambda}$ с длиной волны в рассматриваемом спектральном диапазоне (0,06 — 0,30 А) будет наблюдаться максимум. В области коротких длин волн $I_{\lambda} : W_{\lambda}$ будет увеличиваться, но по мере того, как слагаемое $\tau :: \lambda^3$ в выражении

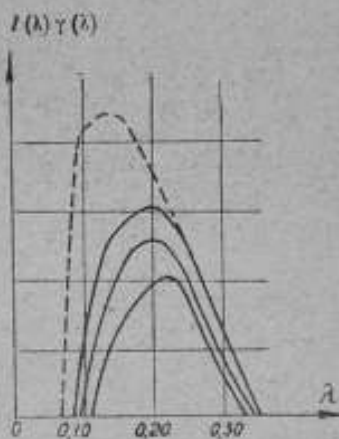


Рис. 8.

для коэффициента ослабления будет принимать заметное значение, отношение $I_2:W_{\lambda_1}$ будет уменьшаться вследствие поглощения рассеянных лучей в самой же рассеивающей среде.

Указанные соотношения очевидно будут справедливы не только для разобранный частного случая обратного рассеяния, но также и при другом расположении анода, рассеивающей среды и камеры. Различие будет определяться главным образом тем, что представится необходимым взять иное значение «эффективного угла рассеяния» θ , что очевидно не может сказаться очень заметным образом на спектральном составе рассеянного излучения; во всяком случае при любом расположении результат рассеяния будет определяться значениями $f(\theta, \alpha)$, $\frac{\sigma}{\mu}$ и $\frac{\sigma}{\mu + \mu_1}$; эти величины будут мало зависеть от взаимного расположения и лишь некоторое различие будет получаться за счет изменения значения $\Delta\lambda = 0,024 \sin^2 \frac{\theta}{2}$.

ЛИТЕРАТУРА

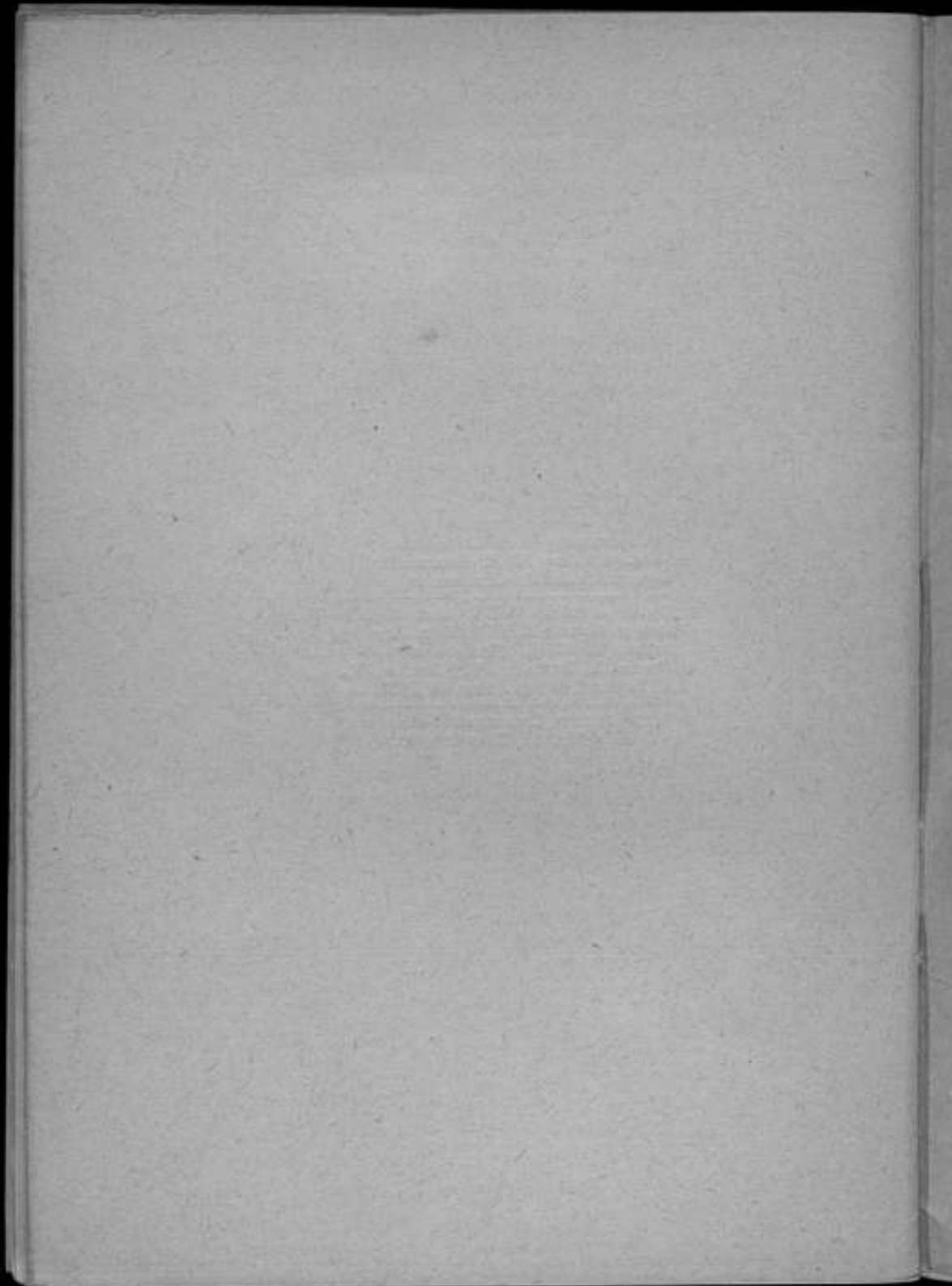
1. И. В. Поройков. Журнал теор. и эксп. физ. 8. 1305. 1938.
2. К. К. Аглинцев. Журнал теор. и эксп. физ. 3. 282. 1933.
3. К. К. Аглинцев. Труды ВНИИМ, 8 (24). Исследования в области рентгенометрии 1935, стр. 89.

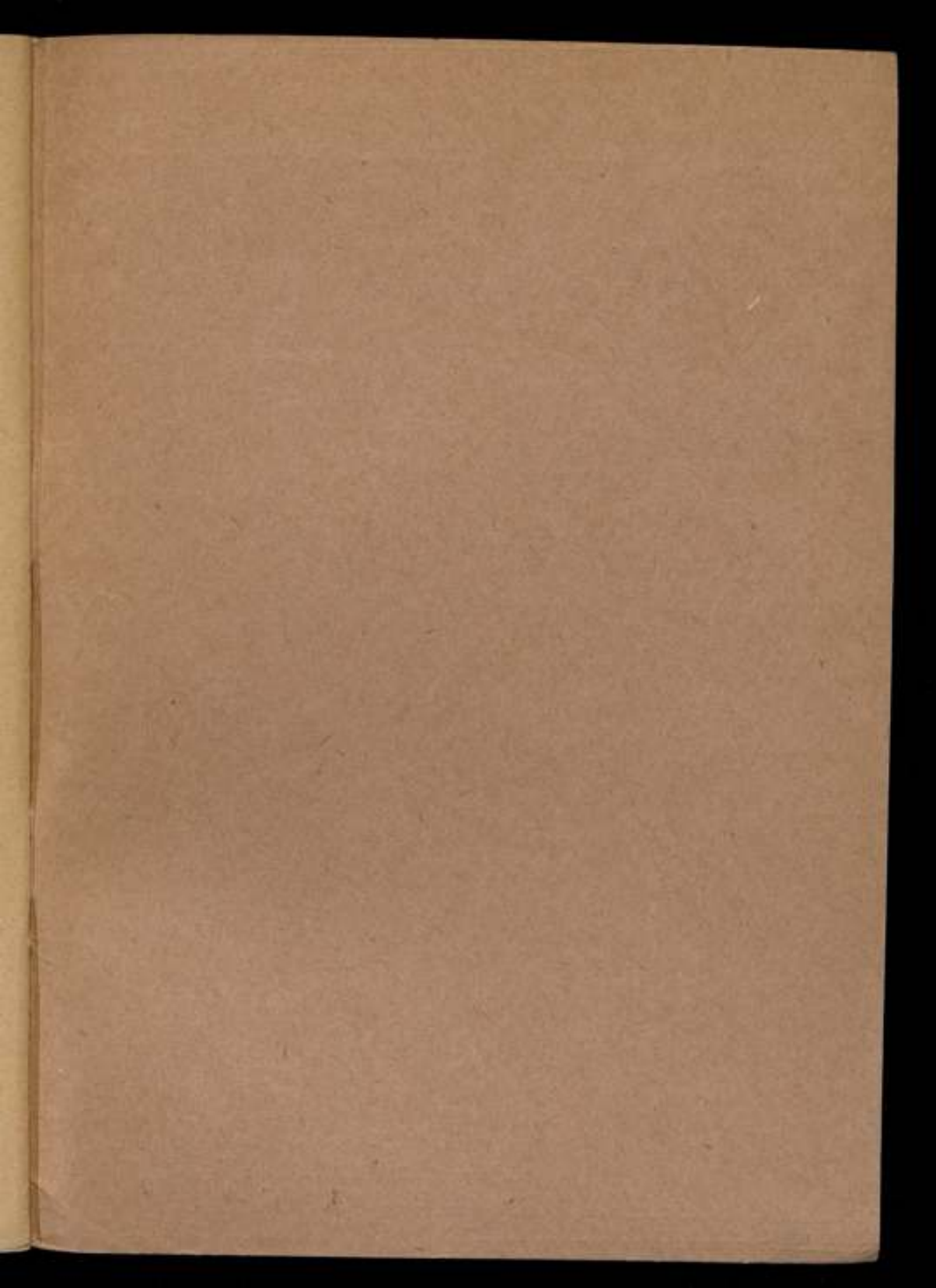


Отв. редактор *И. В. Порошков.*
Техн. редактор *П. В. Дворников.*
Корректор *Н. П. Сарбаева.*

Сдано в набор 5/X 1939 г. Подпи-
сано к печати 22/XII 1939 г. Ленин-
горлит № 6158. Бумага 62×88^{1/16}
Печ. л. 3. Бум. л. 1^{1/2}. Авт. л. 3^{1/6}.
Тираж 500 экз. Зак. № 7531.

Тип. арт. „Советский печатник“
Ленинград, Моховая, 40.





Цена 4 руб.

СКЛАД ИЗДАНИЯ
Ленинград, 5. Международный, 19.
ВНИИМ