

И. В. ПОРОЙКОВ

**ФИЗИЧЕСКИЕ ОСНОВЫ
ДОЗИМЕТРИИ
РЕНТГЕНОВСКИХ ЛУЧЕЙ
(РЕНТГЕНОМЕТРИЯ)**

**ГОСУДАРСТВЕННОЕ ИЗДАТЕЛЬСТВО
СТАНДАРТИЗАЦИЯ И РАЦИОНАЛИЗАЦИЯ
ЛЕНИНГРАД 1984 МОСКВА**

ЗАМЕЧЕННЫЕ ОПЕЧАТКИ

Страница	Строка	Напечатано	Следует читать
8	4 сверху	нагрева	(нагреве)
23	4 осцил.	B_3	B_2
23	5 осцил.	B_2	B_3
27	Рис. 15	и е р е в е р и у т	
27	Форм. (16)	U^3	U_2^3
43	Надпись Рис. 29	поглощения и рассеяния (заштрихованная часть)	поглощения (заштрихованная часть) и рассеяния
44	16 сверху	$Z_2 = 29$	$Z = 29$
45	Форм. (32)	$e^{-\lambda_e/fx}$	$e^{-\mu_e/fx}$
74	9 сверху	измерения	меры
81	7-ая и 3-ья снизу	$e^{-\mu h}$	$e^{-\mu h}$
82	18 сверху	равной	случаях равной
82	19 сверху	ΔL	ΔL
89	10 сверху	интенсивности	плотности интенсивности
149	5 сверху	kW .	kV .
158	6 сверху в правой колонке	$\leftarrow \Sigma_{\text{бкн}}$	Трубки

ПРОВЕРЕНО



ВКС ПРИ СТО
ЦЕНТРАЛЬНОЕ УПРАВЛЕНИЕ МЕР И ВЕСОВ

№ 110

ВСЕСОЮЗНЫЙ НАУЧНО - ИССЛЕДОВАТЕЛЬСКИЙ
ИНСТИТУТ МЕТРОЛОГИИ И СТАНДАРТИЗАЦИИ

И. В. ПОРОЙКОВ

**ФИЗИЧЕСКИЕ ОСНОВЫ
ДОЗИМЕТРИИ
РЕНТГЕНОВСКИХ ЛУЧЕЙ**
(РЕНТГЕНОМЕТРИЯ)

- 2496 -

ГОСУДАРСТВЕННОЕ ИЗДАТЕЛЬСТВО
СТАНДАРТИЗАЦИЯ И РАЦИОНАЛИЗАЦИЯ
ЛЕНИНГРАД 1934 МОСКВА

ОГЛАВЛЕНИЕ

	стр.
Предисловие	5
 Глава I. Возникновение и спектр рентгеновских лучей.	
§ 1. Общий спектр электромагнитных колебаний	6
§ 2. Возникновение рентгеновских лучей	9
§ 3. Непрерывный спектр рентгеновских лучей	13
§ 4. Характеристическое излучение	17
 Глава II. Режим генерирования рентгеновских лучей в электронных трубках.	
§ 5. Формы кривых напряжения рентгеновских аппаратов	19
§ 6. Методы измерений напряжений, подводимых к трубке	24
§ 7. Характеристики электронных трубок	27
§ 8. Влияние формы кривых напряжения и тока на излучение	30
 Глава III. Распространение рентгеновских лучей.	
§ 9. Пространственное распределение излучения	33
§ 10. Закон квадратов расстояний	35
§ 11. Поглощение и рассеяние рентгеновских лучей средой	37
§ 12. Фильтрация излучения	44
§ 13. Качественная диаграмма смешанных излучений	50
 Глава IV. Энергетическая оценка излучений.	
§ 14. Действие рентгеновских лучей	55
§ 15. Основные энергетические понятия и определения	71
§ 16. Единица физической дозы рентгеновских лучей	73
 Глава V. Дозиметрические измерительные приборы.	
§ 17. Основные проблемы практической дозиметрии	89
§ 18. Рентгенспектрометры	91
§ 19. Рентгендозиметры	93
§ 20. Распределение мощности физической дозы внутри поглощающей среды	107

§ 21. Измерение мощности физической дозы и соотношение между физической и биологической дозами	113
--	-----

Глава VI. Защита от вредного действия рентгеновских лучей.

§ 22. Проблема защиты	116
§ 23. Защитные материалы и методы защиты	119
§ 24. Контроль защиты	123

Глава VII. Приложения.

§ 25. Косвенные методы оценки излучения	128
§ 26. Таблицы значений некоторых величин, применяемых в дозиметрии	133
Литература	153
Предметный указатель	157

ПРЕДИСЛОВИЕ

Успешное разрешение практических задач, возникающих во всех разнообразных случаях применения рентгеновских лучей, возможно лишь при отчетливом представлении тех физических процессов, которые лежат в основе производимых измерений. Дозиметрия, или методы качественной и количественной оценки излучения, является одной из основных частей современной рентгенологии и рентгено-техники. Значительное развитие этой области измерений в течение последних лет нашло отражение в статьях, помещенных в различных журналах общего и специального назначения, а потому доступных лишь узкому кругу специалистов. Между тем физические основы энергетических измерений рентгеновских лучей необходимы весьма широкому кругу лиц, работающих с лучами или приступающих к работе с ними как в области медицины, так и в области техники.

Настоящая книга имеет целью дать систематическое изложение вопросов дозиметрии и тем самым способствовать усвоению понятий, определений и методов измерений, в наибольшей степени обеспечивающих: обмен опытом, контроль результатов и исследования рентгеновской аппаратуры. При изложении материала автор стремился осветить лишь основные вопросы по возможности в доступной форме, основываясь главным образом на экспериментальных исследованиях. Автор пользуется случаем принести свою благодарность проф. М. Ф. Маликову за ценные указания, сделанные им при составлении настоящего труда.

ГЛАВА I

ВОЗНИКНОВЕНИЕ И СПЕКТР РЕНТГЕНОВСКИХ ЛУЧЕЙ

§ 1. Общий спектр электромагнитных колебаний

Известно, что всякое вещество состоит из множества частиц, несущих электрические заряды, в той или иной мере связанные друг с другом силами взаимодействия (электроны, позитроны, нейтроны, протоны, ионы, атомы и молекулы). Эти силы воспринимаются нами в форме механических явлений. Электростатическое взаимодействие зарядов или „электрическое поле сил“ обуславливает потенциальную энергию некоторой системы «относительно» покоящихся зарядов. Электрокинетическое взаимодействие или „магнитное поле сил“ определяет кинетическую энергию движения зарядов.

Если по какой-либо причине в одном месте пространства равновесие действующих сил будет нарушено, то это нарушение неизбежно повлечет за собой изменение режима и в окружающей среде. Из всех явлений такого рода особо важную роль играют периодические изменения или так называемые „электромагнитные колебания“. Процесс распространения электромагнитных колебаний в пространстве носит название „излучения“. Всякое излучение характеризуется прежде всего частотой колебаний ν , т. е. числом полных циклов происходящих изменений в течение одной секунды.

Очевидно, что

$$\nu = \frac{1}{T}, \quad (1)$$

где T — период колебания, или время одного полного цикла изменения.

В зависимости от частоты электромагнитных колебаний, излучение производит то или другое действие в среде, воспринимающей энергию этого излучения, а потому можно сказать, что качество излучения вполне определяется частотой колебаний.

Иллюстрацией к этому служит приводимый на рис. 1 — спектр электромагнитных излучений, в котором за единицу интервала частот принята октава (логарифмическая шкала.)

Общей для всех электромагнитных колебаний является скорость распространения их в пустоте

$$c = 3 \cdot 10^{10} \frac{\text{см}}{\text{сек}}.$$

Скорость распространения колебаний связана с частотой следующей зависимостью:

$$\nu = \frac{c}{\lambda}, \quad (2)$$

где λ — *длина волны*, т. е. расстояние, на которое колебание распространяется за время одного полного периода.

Из бесчисленного множества октав, мыслимых в области от $\nu = 0$ до $\nu = \infty$, в указанный на рис. 1 спектр включено лишь то число их, которое отвечает интервалу частот, наиболее важному по физическим свойствам охватываемых излучений.

Область от $\nu = 1$ до $\nu = 10^4$ (13 октав) включает так называемые технические *переменные токи*, генерируемые с помощью электрических машин. Особенностью этих излучений является преимуще-

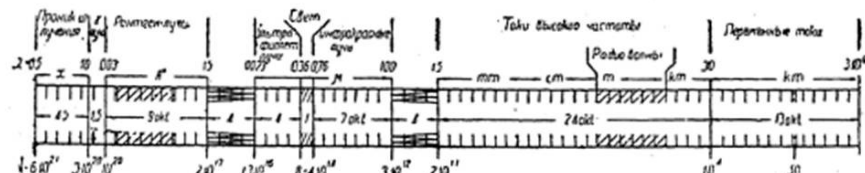


Рис. 1. Общий спектр электромагнитных излучений 72 октавы от $\nu = 1$ до $\nu = 6 \cdot 10^{21}$
($\mu = 10^{-4}$ см; $\text{\AA} = 10^{-8}$ см; $X = 10^{-11}$ см).

ственная распространяемость их по проводящим цепям и вытекающая отсюда простая возможность канализации излучаемой энергии.

В границах от $\nu = 10^4$ до $\nu = 2 \cdot 10^{11}$ расположены 24 октавы излучений, чаще всего именуемых *токами высокой частоты* (радиоволны). Распространение этих колебаний происходит от излучающей антенны уже во все стороны окружающей среды. Генерирование и восприятие их энергии производится с помощью электротехнических устройств (колебательных контуров).

Область в 4 октавы от $\nu = 2 \cdot 10^{11}$ до $\nu = 3 \cdot 10^{12}$ содержит излучения, хотя и наблюдаемые, но мало изученные по причине затруднительности их возбуждения. Частоты этих колебаний слишком велики для искусственных контуров и малы для естественных молекулярных контуров. Таким образом они являются переходными к следующим 7 октавам *инфракрасных лучей* (от $\nu = 3 \cdot 10^{12}$ до $\nu = 4 \cdot 10^{14}$). Эти последние еще не воспринимаются глазом, но обладают сильным тепло-

вым действием, которое, как известно, обусловлено беспорядочным движением молекул поглощающей излучения среды.

Генерирование инфракрасного излучения происходит при достаточно интенсивном тепловом движении молекул нагрева. Оно обусловлено теми изменениями, которые происходят во внешних слоях электронных орбит атома в результате вращательных и колебательных движений молекул. При достаточно высокой температуре или вследствие иных нетепловых процессов в молекулах, например при ударной ионизации и рекомбинации ионов, изменениям могут подвергнуться более глубокие электронные слои. В этом случае мы наблюдаем 1 октаву *видимого спектра* излучений (от $\nu = 4 \cdot 10^{14}$ до $\nu = 8 \cdot 10^{14}$) и 4 октавы так называемых *ультрафиолетовых лучей* (от $\nu = 8 \cdot 10^{14}$ до $\nu = 1,3 \cdot 10^{16}$). Характерной особенностью этих областей излучений являются постепенное ослабление теплового действия (в направлении возрастания частот) и усиление химического действия.

Вместе с этим имеет место появление новых физических свойств, именно, фотоэлектрического, люминесцирующего и ионизационного действий, что совместно со всеми прочими физико-химическими проявлениями обуславливает также и биологический эффект от лучей.

Интервал частот от $\nu = 1,3 \cdot 10^{16}$ до $\nu = 2 \cdot 10^{17}$, т. е. 4 октавы занимает наблюдаемая, но тоже мало изученная (по причине сильной поглощаемости) область излучений, которая в одинаковой мере может быть отнесена как к ультрафиолетовой части спектра, так и к следующей за ней части в 9 октав (от $\nu = 2 \cdot 10^{17}$ до $\nu = 10^{20}$) — *рентгеновским лучам*.

К перечисленным выше свойствам излучений для области рентгеновских лучей присоединяется еще одно свойство — их значительная проникающая способность. Это свойство главным образом послужило причиной широкого использования рентгеновских лучей, наблюдаемого в самых разнообразных областях научных исследований и прикладного знания. Возникновение этого излучения связано с изменениями, происходящими в наиболее глубоких (ближайших к ядру) электронных слоях атома при торможении потока электронов, движущихся с большой скоростью.

Следующие 1,5 октавы (от $\nu = 10^{20}$ до $\nu = 3 \cdot 10^{20}$) занимают так называемые γ -лучи радиоактивных элементов. Их проникающая способность настолько велика, что реакция среды проявляется весьма слабо в форме вышеприведенных свойств излучений.

Возникновение γ -излучений обусловлено теми изменениями, которые происходят в ядре атома (например — радиоактивный распад).

Наконец, оставшая часть спектра в 4,5 октавы до выбранной границы $\nu = 6 \cdot 10^{21}$ может быть отнесена к наблюдаемому *сильно проникающему излучению*, которое по предполагаемому происхождению иногда называют космическими лучами.

Таким образом рассмотренный спектр в 72 октавы охватывает все наиболее существенные электромагнитные колебания, обладающие самыми разнообразными свойствами. Среди этих излучений можно выделить 4 участка, наиболее важных в практическом отношении, а именно:

	ν	λ
Переменный электрический ток	50	—
Радиоволны—6 октав	от $1,5 \cdot 10^5$ до $1,2 \cdot 10^6$	от 2000 до 250 м
Видимый свет—1 октава	» $4 \cdot 10^{14}$ » $8 \cdot 10^{14}$	» 8000 » 4000 Å
Рентгеновские лучи—5 октав	» $2 \cdot 10^{18}$ » $6 \cdot 10^{10}$	» 2,5 » 0,05 Å

Этот последний участок и будет служить предметом последующего изложения.

§ 2. Возникновение рентгеновских лучей

Современным генератором рентгеновских лучей является пустотная трубка, в которой производится эмиссия, разгон и торможение электронов.

Эмиссия электронов происходит в результате накаливания в вакууме вольфрамовой нити K рис. 2.

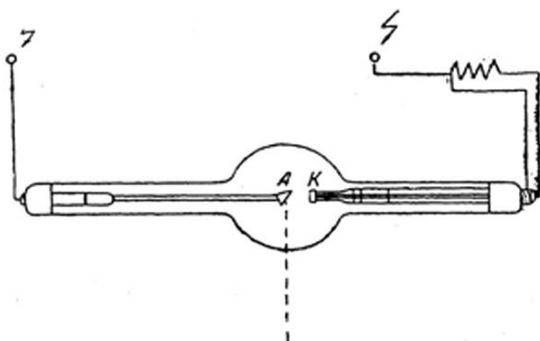


Рис. 2. Электронная рентгеновская трубка.

Число электронов, испускаемых в 1 секунду с 1 мм^2 поверхности нити или плотность тока эмиссии i , по Ричардсону, определяется соотношением

$$i = a \sqrt{T} e^{-\frac{b}{T}}, \quad (3)$$

где a и b —постоянные, зависящие от материала нити, T —абсолютная температура нити, e —основание натуральных логарифмов. На

рис. 3 представлена кривая, выражающая зависимость между плотностью тока эмиссии и температурой вольфрамовой нити.

Из этого графика видно, что заметная эмиссия начинается только при температуре нити $2000^\circ K$, причем она весьма круто возрастает при дальнейшем повышении температуры.

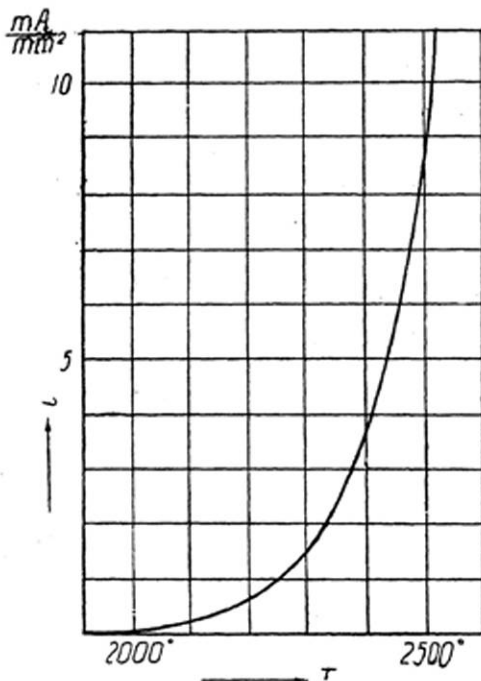


Рис. 3. Плотность эмиссионного тока насыщения в зависимости от температуры вольфрамовой нити.

Так как при скоростях движения электрона, сравнимых со скоростью света c , необходимо учитывать зависимость его массы от скорости, то, подставляя в формулу (4)

$$m = \frac{m_0}{\sqrt{1 - \left(\frac{v}{c}\right)^2}}, \quad (5)$$

получим:

$$\frac{m_0 v^2}{2} \cdot \frac{1}{\sqrt{1 - \left(\frac{v}{c}\right)^2}} = eU,$$

где m_0 — масса покоящегося электрона.

Разгон электронов или создание электронного потока (катодный пучок) производится путем присоединения к электродам рентгеновской трубки (аноду A и катоду K) источника высокого напряжения.

Конечная скорость v электронов катодного пучка, с которой они достигают молекулярной среды анода, может быть найдена из соотношения

$$\frac{mv^2}{2} = eU, \quad (4)$$

выражающего закон сохранения энергии, согласно которому кинетическая энергия электрона, обладающего массой m и скоростью v , должна быть равна работе, затраченной на перенесение его заряда e в разгоняющем электрическом поле, обусловленном разностью потенциалов U .

$$v^2 = \frac{a^2}{2} \left(\sqrt{1 + 4 \frac{c^2}{a^2}} - 1 \right), \quad (6)$$

где $a = 2 \frac{e}{m_0} \cdot \frac{1}{c} \cdot U$. Так как $\frac{e}{m_0} = 1,77 \cdot 10^7 \text{ CGSM}^1$, то $a = 1,18 \cdot 10^8 U$ (для U в киловольтах). Ход изменения скорости v электронов катодного пучка, в зависимости от подведенного к трубке напряжения и ее численные значения, представлены на рис. 4.

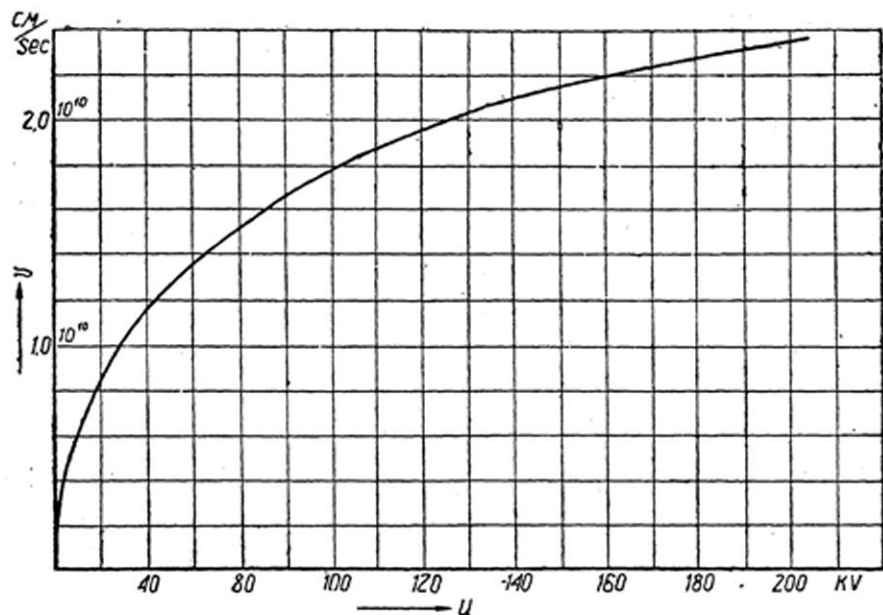


Рис. 4. Скорость электронов катодного пучка в зависимости от разгоняющего потенциала.

С этими значительными скоростями, а следовательно, и с большим запасом кинетической энергии электроны катодного пучка врываются в среду анода, где и происходит преобразование их энергии. По опытам Ленарда толщина слоя, в котором происходит потеря скорости электронов, зависит от атомного номера элемента, составляющего материал анода, и от подводимого к трубке напряжения. Чем меньше атомный номер и больше напряжение, тем больше, вообще говоря, глубина проникновения электронов. Для вольфрама, например, при $U = 200 \text{ kV}$ толщина этого слоя всего лишь порядка 0,01 мм.

¹ Символ CGSM означает систему CGS электромагнитных единиц.

Затормаживание электронов катодного пучка в аноде происходит вследствие взаимодействия их с электронами, принадлежащими атомам вещества анода. Энергия электронов при этом преобразуется как в кинетическую энергию беспорядочного движения самих атомов (теплота), так и в энергию колебаний электронов, т. е. в излучение. В этом последнем случае, как вытекает из квантовой теории возбуждения колебаний, частота возникающих колебаний прямо пропорциональна энергии, потерянной электроном при столкновении. В зависимости от характера столкновения потеря энергии может быть самая разнообразная, и, следовательно, кванты энергии излучения, возникающего в среде анода, будут также различны: $h\nu_1, h\nu_2 \dots$ и т. д. Здесь h — постоянная Планка, а $\nu_1, \nu_2 \dots$ — частоты колебаний, отвечающие различным квантам.

Наибольшая возможная частота возникающих колебаний ν_0 может быть найдена из условия, что при столкновении вся энергия электрона катодного пучка преобразуется целиком в кванту лучистой энергии, т. е.

$$eU = h\nu_0. \quad (7)$$

Отсюда следует, что предельная частота возникающих колебаний ν_0 прямо пропорциональна подводимому к трубке напряжению U .

Таким образом преобразование энергии электронов, обладающих большими скоростями, при их торможении в аноде рентгеновской трубки сопровождается, независимо от вещества анода, возбуждением неоднородных электромагнитных колебаний, или, что то же, возникновением непрерывного спектра рентгеновских лучей с резкой границей со стороны коротких волн, обусловленной подводимым напряжением (7).

Помимо этого излучения в процессе заторможивания электронов могут возникнуть еще и колебания, частоты которых зависят исключительно от структуры атома элемента анода. Это будет иметь место всякий раз, когда при столкновении энергия электрона катодного пучка будет достаточна для вырывания с орбиты электрона, принадлежащего внутренним слоям атома анода.

В этом случае при возвращении возбужденного атома в состояние равновесия, т. е. при переходе электронов внутри атома от отдаленных слоев к внутренним возникает так называемое характеристическое излучение. Кванты характеристических лучей, а значит и частоты колебаний отдельных спектральных характеристических линий будут зависеть исключительно от разности уровней энергии слоев электронных орбит в атоме, отвечающих положению электрона до и после перехода:

$$W_L - W_K = h\nu_K,$$

где K и L — обозначение слоев, а ν_K — частота колебаний серии K данного атома.

Одному и тому же атому всегда будет отвечать определенный характеристический спектр, состоящий, однако, из отдельных линий и возникающий лишь при достаточной энергии электронов катодного пучка или разности потенциалов на зажимах трубки.

Из сказанного вытекает, что в результате преобразования энергии катодного пучка в рентгеновской трубке имеют место выделение тепла со всеми последующими явлениями и возникновение электромагнитных колебаний, отвечающих области рентгеновских лучей. Опыт показывает, что в энергию рентгеновского излучения преобразуется при этом лишь весьма незначительная часть всей энергии катодного пучка, от 0,5 до 1,5%, вся же остальная часть переходит в теплоту.

§ 3. Непрерывный спектр рентгеновских лучей

Для полной оценки смешанного излучения необходимо знать: границы излучаемого спектра, распределение плотности интенсивности в спектре и интенсивность излучения всего спектра в целом. Под интенсивностью (I) подразумевается мощность излучения, отнесенная к единице поверхности, а под плотностью интенсивности в спектре величина $\frac{dI}{d\lambda} = Y_{\lambda}$.

Одна из границ спектра со стороны коротких волн представляет вполне определенную величину, так как она всегда может быть найдена, если известно подводимое к трубке напряжение. Действительно, если в выражение (1) подставить численные значения: $h = 6,55 \cdot 10^{-27}$ эрг.сек. и $e = 1,59 \cdot 10^{-20}$ CGSM, то в соответствии с выражением (2) для предельной наименьшей длины волны в непрерывном спектре рентгеновских лучей получим соотношение Дуана-Хунта

$$\lambda_0 = \frac{12,35}{U}, \quad (8)$$

где λ_0 выражено в ангстремах, а U — в киловольтах (табл. 1).

Опытная проверка этого соотношения производилась рядом исследователей для широкого интервала напряжений от 2,5 до 300 kV, т. е. для всего рассматриваемого интервала частот спектра. Во всех случаях соотношение (8) оказалось справедливым и можно, следовательно, утверждать, что предельная длина волны в непрерывном спектре рентгеновских лучей обратно пропорциональна подводимому к трубке напряжению независимо от вещества анода и рода газовых молекул, присутствующих в трубке.

Что касается второй границы спектра со стороны длинных волн, то она может быть установлена лишь условно, так как нет оснований ожидать резкого исчезновения лучей, для которых кванты энергии меньше чем eU .

Ранее уже было указано, что непрерывный спектр возникает вследствие затормаживания электронов катодного пучка при взаимодействии их с электронами вещества анода рентгеновской трубки. Скорость электронов катодного пучка, вообще говоря, может изменяться не только по величине, но и по направлению, так что кванты лучистой энергии будут возникать при различных потерях скорости, на различной глубине в аноде и при различных первоначальных направлениях скоростей электронов. Совокупность этих условий возникновения рентгеновских лучей, как показали исследования Куленкампа с тонкими анодами, обуславливает не только характер распределения интенсивности по непрерывному спектру, но также распределение излучения в различных направлениях к катодному пучку и степень поляризации лучей. Наиболее полное экспериментальное исследование ¹ распределения плотности интенсивности по непрерывному спектру для массивного анода и напряжений до 12 кВ было произведено Куленкампом. Из этого исследования вытекает, что в направлении, перпендикулярном катодному пучку (в плоскости, проходящей через ось пучка и нормаль к поверхности анода), плотность интенсивности Y лучей частоты ν в спектре может быть выражена формулой:

$$Y_{\nu} = A \cdot J \cdot [Z(\nu_0 - \nu) + aZ^2], \quad (9)$$

где Z — порядковый атомный номер элемента анода, J — сила эмиссионного тока, A и a — постоянные, зависящие от выбора единиц.

Справедливость этого закона спектрального распределения интенсивности для более высоких напряжений была подтверждена рядом авторов, и нет оснований отрицать применимость его для всей области напряжений, отвечающих рассматриваемому интервалу спектра. Так как

$$\nu = \frac{c}{\lambda} \quad \text{и} \quad d\nu = -\frac{c}{\lambda^2} d\lambda$$

и кроме того

$$Y_{\nu} d\nu = Y_{\lambda} d\lambda,$$

то очевидно

$$Y_{\lambda} = \frac{c}{\lambda^2} Y_{\nu}.$$

¹ Теоретический анализ процесса возникновения непрерывного спектра рентгеновских лучей в классической форме дан Зоммерфельдом. Дальнейшее развитие анализа по новой квантовой и волновой механике до настоящего времени еще не является вполне законченным.

Отсюда, пренебрегая членом αZ^2 , ввиду его малости (α —мало), выражение (9) можно написать в виде:

$$Y_{\lambda} = A c^2 \frac{J}{\lambda^2} Z \left(\frac{1}{\lambda_0} - \frac{1}{\lambda} \right)$$

или в соответствии с (8):

$$Y_{\lambda} = A' \frac{J}{\lambda^2} Z \left(U - \frac{1}{\lambda} \right). \quad (10)$$

Таким образом

$$Y_{\lambda} = f(\lambda, Z, U, J).$$

Общий вид кривых спектрального распределения интенсивности Y_{λ} , по Куленкампу, для постоянных Z и J , но различных U представлен на рис. 5.

Из выражения (10) и рис. 5 можно сделать следующие заключения:

1) При неизменном аноде ($Z = \text{const}$) интенсивность $dI_{\lambda} = Y_{\lambda} d\lambda$ лучей любой длины волны λ в непрерывном спектре прямо пропорциональна как напряжению U , подводимому к трубке, так и силе протекающего через нее эмиссионного тока J .

2) При прочих неизменных условиях интенсивность dI_{λ} прямо пропорциональна атомному номеру Z элемента, составляющего материал анода.

3) Максимальной плотностью интенсивности в спектре обладают лучи, длина волны которых

$$\lambda_{\text{max}} \sim \frac{3}{2} \lambda_0, \quad (11)$$

что вытекает из условия экстремума функции Y_{λ} , $\frac{dY_{\lambda}}{d\lambda} = 0$ при постоянных Z, U и J .

4) Интенсивность лучей всего спектра в целом I прямо пропорциональна атомному номеру Z элемента, образующего анод, силе эмиссионного тока J и квадрату подводимого в трубку напряжения U^2 .

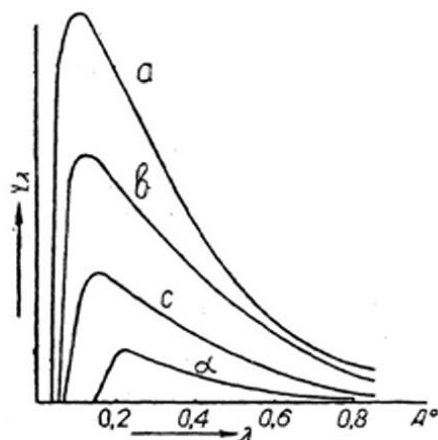


Рис. 5. Распределение плотности интенсивности в непрерывном спектре рентгеновских лучей для постоянного напряжения кривые: а) $U = 300 \text{ kV}$, б) $U = 275 \text{ kV}$, в) $U = 150 \text{ kV}$, д) $U = 75 \text{ kV}$.

Действительно, при постоянных Z , J и U согласно (10)

$$Y_{\lambda} = \frac{b}{\lambda^2} U - \frac{b}{\lambda^3}$$

или

$$J = \int_{\lambda_0}^{\infty} Y_{\lambda} d\lambda = kU^2 = CZJU^2 \quad (12)$$

5) Коэффициент полезного действия η рентгеновской трубки есть линейная функция атомного номера Z элемента, образующего анод, и напряжения U , подводимого к трубке.

Это заключение для рассматриваемого направления излучения вытекает как следствие из предыдущего:

$$\eta = \frac{1}{P} = \frac{CJU^2}{JU} = CZU, \quad (13)$$

где P — электрическая мощность катодного пучка. Опыт показывает, что для широкой области напряжений от 0,5 до 200 kV допустимо принять постоянную C равной 10^{-6} при U , выраженном в киловольтах. Все эти заключения нашли свое подтверждение в экспериментальных работах ряда авторов (Кей, Кертер, Битти, Резерфорд, Дуане, Бауэрс, Румп, Ричардсон и другие), что в свою очередь дает полную уверенность в справедливости формулы Куленкампа (9) для всех рассматриваемых случаев возникновения непрерывного спектра рентгеновских лучей.

Следует, однако, заметить, что как закон Куленкампа, так и сделанные заключения в полной мере относятся лишь к излучению, возникающему в аноде рентгеновской трубки, а не выходящему за ее пределы.

Излучение за пределами трубки будет иметь несколько другое спектральное распределение интенсивности. Причины этого: фильтрация лучей при поглощении их по пути распространения излучения в трубке (в аноде и материале стенок трубки), искажение при наложении на непрерывный спектр характеристического излучения анода и непостоянство во времени (пульсации) подводимого к трубке напряжения. Фильтрация излучения в трубке практически сказывается лишь на интенсивности лучей длинноволновой части спектра и приобретает особое значение в тех случаях, когда трубки снабжены специально фильтрующим металлическим окном (например, трубки Метва-Металликс для глубокой терапии). Характеристическое излучение практически оказывает также незначительное влияние ввиду относительно малой его интенсивности по сравнению с интенсивностью всего спектра. Значительно большее и существенное значение имеет влияние формы кривой подводимого к трубке напряжения.

§ 4. Характеристическое излучение

Как ранее было указано, характеристические лучи могут возникнуть только тогда, когда кинетическая энергия электронов катодного пучка больше или достигает значения кванты энергии характеристического излучения:

$$eU \geq h\nu_K.$$

Кроме электронного возбуждения эти лучи возникают в аноде рентгеновской трубки также в качестве вторичного излучения при воздействии квант лучистой энергии большей частоты исходящих от соседних атомов.

Как показал Мозели, частота колебаний характеристического излучения есть аддитивное свойство атома и зависит исключительно от его порядкового номера. Так, например, частота колебаний наиболее интенсивной линии серии K , по Мозели, будет:

$$\nu_K = \frac{3}{4} R(Z-1)^2 \quad \text{или} \quad \frac{1}{\lambda_K} = \frac{3}{4} \frac{R}{c} (Z-1)^2, \quad (14)$$

где R — постоянная Ридберга ($R = 109737$).

Эта зависимость не обнаруживает характера какой-либо периодичности, имеющей место в химических свойствах элементов и их видимых спектрах, откуда можно заключить, что рентгеновские лучи являются следствием преобразований в наиболее глубоких слоях электронных орбит атома.

Потенциал возбуждения серий характеристического излучения (U_K , U_L и т. д.) может быть определен из условия (7):

$$eU_K = h\nu_K,$$

где ν_K , ν_L — частоты серий.

В табл. 2 помещены значения потенциалов возбуждения отдельных серий для элементов от $Z = 11$ до $Z = 92$.

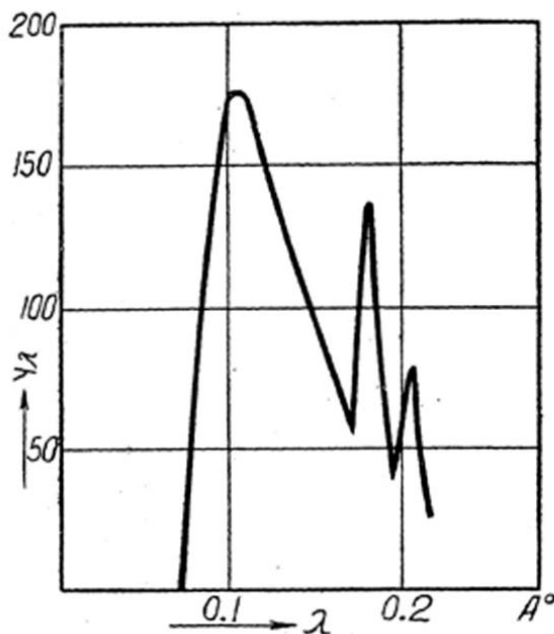
Интенсивность серий характеристического излучения, как было показано Вебстером и Кларком, зависит от вещества анода силы эмиссионного тока и разности между напряжением U , подводимым к трубке, и напряжением U_K возбуждающим данную серию:

$$I_K = cJ(U - U_K)^n, \quad (15)$$

где c — постоянная, зависящая от рода излучающего атома, а n — число, лежащее в пределах от 1,5 до 2 в зависимости от серии излучения.

Характеристический спектр своим присутствием изменяет как спектральное распределение плотности интенсивности, так и общую интенсивность излучения трубки.

Относительное влияние характеристического излучения зависит от материала анода, а также от величины и формы кривой подводимого к трубке напряжения. Вообще говоря, это энергетическое влияние



убывает с увеличением атомного номера Z элемента, образующего анод. При повышении напряжения U относительная интенсивность характеристического излучения вначале возрастает, а затем снова убывает в связи с увеличением глубины возникновения его в аноде. При известных условиях соотношение интенсивностей обоих спектров может достигнуть значительной величины. Так, по данным Трелера, для молибдена при напряжении от индуктора в 50 kV интенсивность характеристического спектра составляет 50% общей интенсивности лучей. Однако для громадного большинства случаев дозиметрических измерений при вольфрамовом аноде характеристическое излучение состав-

Рис. 6. Распределение плотности интенсивности в спектре при наложении характеристического излучения вольфрама для $U = 164\text{ kV}$ и фильтра $3,4\text{ мм Cu}$ (по Дуану).

ляет лишь незначительную долю интенсивности всего спектра в целом. Общий вид распределения плотности интенсивности по результирующему спектру для таких случаев приведен на рис. 6.

Г Л А В А II

РЕЖИМ ГЕНЕРИРОВАНИЯ РЕНТГЕНОВСКИХ ЛУЧЕЙ В ЭЛЕКТРОННЫХ ТРУБКАХ

§ 5. Формы кривых напряжения рентгеновских аппаратов

Для питания рентгеновских трубок в настоящее время применяются почти исключительно трансформаторные аппараты.

В большинстве случаев рентгеновские аппараты содержат во вторичной высоковольтной цепи то или другое кенотронное выпрямительное устройство.¹

Форма кривой того напряжения, которое подводится к трубке, очевидно, зависит от схемы выпрямления и характеристики отдельных элементов в высоковольтной цепи (трансформатора, кенотронов

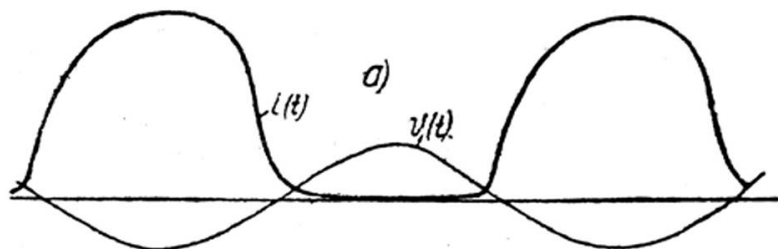


Рис. 7. Осциллограмма напряжения и эмиссионного тока, протекающего через рентгеновскую трубку (жирная кривая) для синусоидального напряжения $U_{max} = 40 \text{ kV}$.

и конденсаторов). Теоретические формы кривых при холостом ходе могут быть подразделены на четыре типа (табл. 16.):

1. Синусоидальное напряжение.
2. Прерывистое синусоидально-пульсирующее напряжение.
3. Синусоидально-пульсирующее напряжение.
4. Постоянное напряжение.

¹ Аппараты с механическим выпрямлением хотя еще и сохранились в употреблении, но представляют устарелый тип и вновь не производятся.

Синусоидальное напряжение подводится к трубке при отсутствии выпрямительного устройства в высоковольтной цепи (бескентронные аппараты). Так как рентгеновская трубка с холодным анодом (охлаждение водой) в этом случае сама служит выпрямителем, то лишь одна полуволна напряжения будет рабочей, причем трубка при обратной полуволне находится под полным напряжением трансформатора. Для иллюстрации на рис. 7 приведены осциллограммы такого напряжения, а также эмиссионного тока, протекающего при этом через трубку, снятые с помощью шлейфового осциллографа.

Прерывистое синусоидально-пульсирующее напряжение получается при так называемом однокентронном выпрямлении. Типичные схемы такого выпрямления показаны на рис. 8.

В аппаратах типа (1) также одна половина является рабочей,

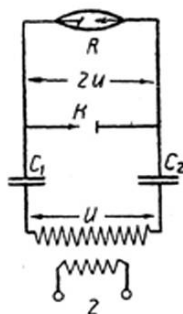
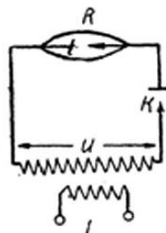


Рис. 8. Типичные схемы аппаратов с прерывисто синусоидально-пульсирующим напряжением:

1. Схема однокентронного выпрямления без удвоения напряжения (пульсация от U'_{max} до 0).
2. Схема однокентронного выпрямления с удвоением напряжения по Вилларду (пульсация от $2 U'_{max}$ до 0). Перерыв напряжения при нагрузке.

но при обратной полуволне трубка находится лишь под половинным напряжением.

Синусоидально-пульсирующее напряжение подводится к трубке в случае применения двух или четырехкентронного выпрямления, как это показано на рис. 9.

Одной из разновидностей таких аппаратов является трехфазный аппарат с шестикентронным выпрямлением по Грецу однако пульсации напряжения в этих аппаратах настолько незначительны, что практически напряжение можно считать постоянным. Характер подводимого к трубке напряжения для схемы рис. 9 можно видеть из осциллограммы рис. 10.

Постоянное напряжение практически достигается применением конденсаторов (значительных емкостей), включаемых по схемам рис. 11.

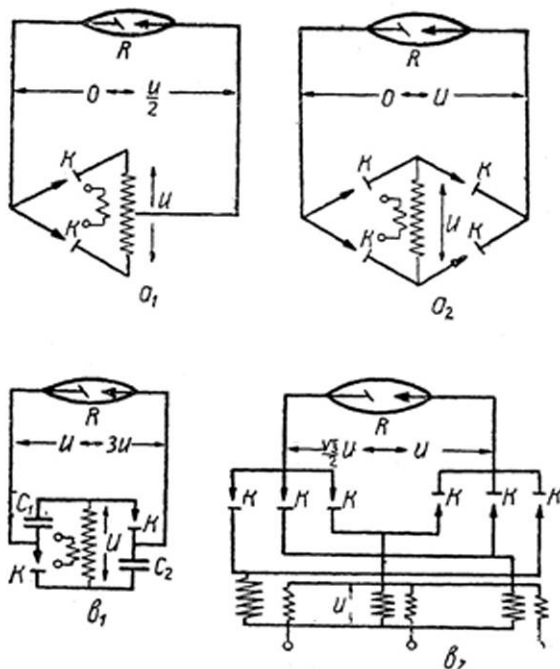


Рис. 9. Типичные схемы выпрямления для синусоидально-пульсирующего напряжения.

Тип а) пульсации от U до 0; тип б) пульсации от U_2 до U_1 .

a_1 . Схема двухкентронного выпрямления с использованием половины трансформаторного напряжения.

a_2 . Схема четырехкентронного выпрямления по Грещу.

b_1 . Схема двухкентронного выпрямления с утроением по Витка.

b_2 . Схема шестикентронного выпрямления трехфазного аппарата.



Рис. 10. Осциллограмма напряжения и эмиссионного тока, протекающего через рентгеновскую трубку (жирная кривая) для синусоидально-пульсирующего напряжения $U_{max} = 40 \text{ kV}$.

Вид кривой напряжения, получаемого при этих схемах, показан на осциллограмме рис. 12.

При возрастании нагрузки аппарата или увеличении силы эмиссионного тока форма кривой напряжения будет изменяться. Незначительная пульсация напряжения, имеющая место при небольших нагрузках, усилится при увеличении эмиссионного тока. Если через ΔU обозначить абсолютную величину колебания напряжения, то при $J = \text{const}$

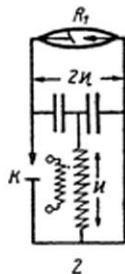
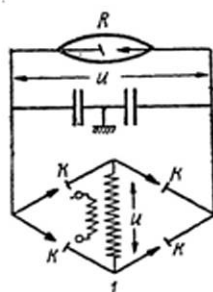


Рис. 11. Типичные схемы выпрямления для постоянного напряжения.

1. Схема без удвоения напряжения.
2. Схема с удвоением напряжения по Грейнахеру.

Из этого же выражения следует, что относительная величина пульсации напряжения

$$\frac{\Delta U}{U} = \frac{J\tau}{CU}$$

будет тем меньше, а следовательно, постоянство напряжения тем больше, чем больше абсолютное значение напряжения U и величина

где τ — время разряда конденсаторов на трубку и C — емкость этих конденсаторов. Колебание напряжения будет тем больше, чем больше сила эмиссионного тока J , так как τ и C остаются для данного аппарата постоянными.

Рис. 12. Осциллограмма выпрямленного постоянного напряжения рентгеновского аппарата (рис. 11) $U_{\text{max}} = 40 \text{ kV}$.

емкости C конденсаторов и чем меньше время разряда конденсатора на трубку τ . Последнее при данной схеме выпрямления, очевидно, зависит от частоты переменного тока, протекающего через первичную обмотку трансформатора.

Характер изменения формы кривой напряжения при увеличении нагрузки для схем выпрямления рис. 9а, и рис. 11,1 снятых на аппарате «Нео-Интенсив» можно видеть из осциллограмм рис. 13.

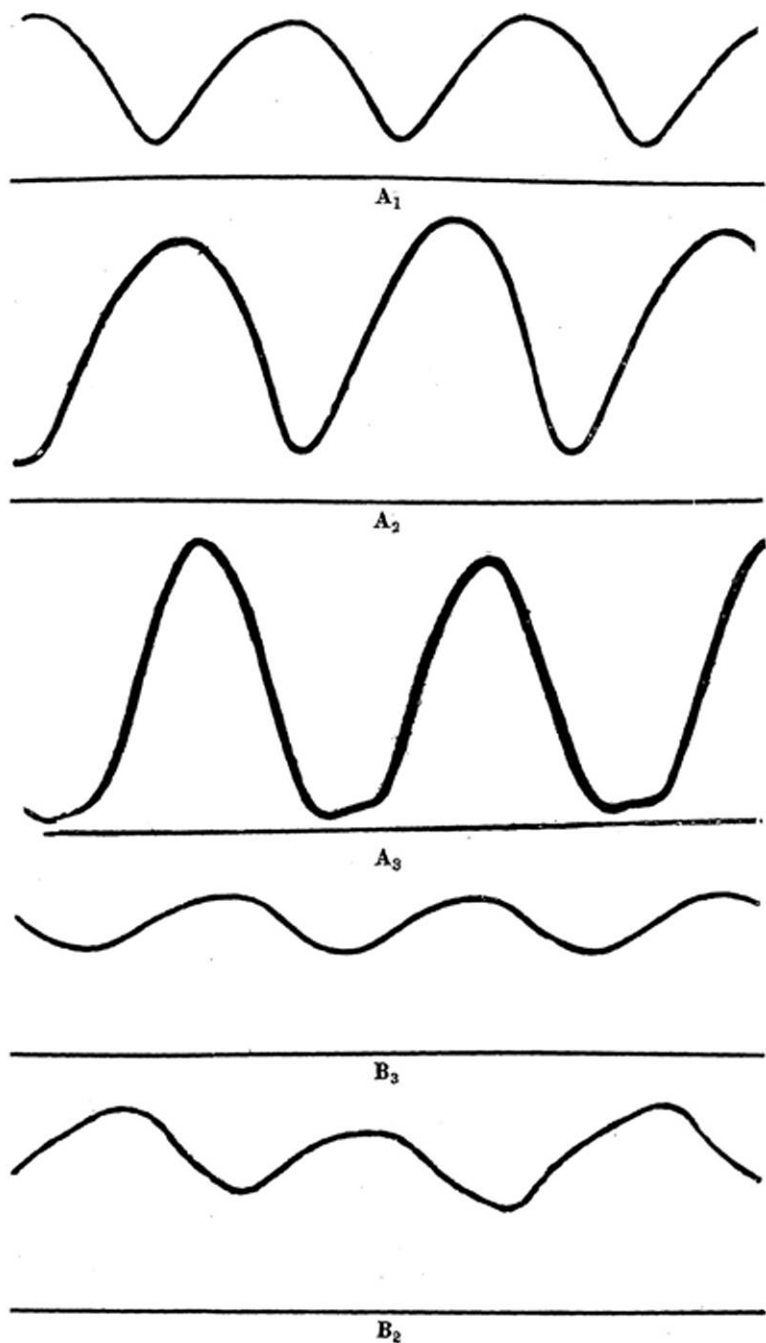


Рис. 13. Осциллограммы выпрямленного напряжения рентгеновского аппарата для различных значений эмиссионного тока:
 А) Синусоидально пульсирующее напряжение (а) $U_{max} = 40 \text{ kV}$ (1) $I = 2 \text{ mA}$ (2) $I = 4 \text{ mA}$ (3) $I = 10 \text{ mA}$
 В) Постоянное напряжение $U_{max} = 40 \text{ kV}$ (1) $I = 2 \text{ mA}$ (рис. 12), (2) $I = 6 \text{ mA}$, (3) $I = 10 \text{ mA}$.

Напряжение рентгеновских аппаратов принципиально может быть поднято (многократным повышением или ударными схемами) сколь угодно высоко, однако наиболее широкое применение в настоящее время имеют аппараты с напряжением до 250 kV, так как до этого напряжения строятся технически используемые трубки.

Предельные электрические мощности аппаратов обусловлены также допустимой нагрузкой трубок и не превышают при продолжительных нагрузках 10 kVA.

Из изложенного выше следует, что формы кривых напряжений, подводимых к трубке, крайне разнообразны и даже для одного и того же аппарата не остаются неизменными, а зависят от нагрузки. Вместе с изменением формы кривой напряжения излучение трубки будет изменяться и качественно и количественно, что в сильной мере затрудняет применение косвенных методов дозиметрии.

§ 6. Методы измерений напряжений, подводимых к трубке

Подводимое к трубке напряжение является одной из наиболее важных величин, характеризующих рентгеновское излучение. Тем не менее до настоящего времени нельзя указать надежного и вместе с тем практически удобного способа непосредственного измерения этой величины. Наиболее широкое распространение имеют следующие методы: искровой, электростатический и спектрометрический.

Искровой метод основывается на постоянстве пробивного градиента потенциала воздуха при неизменной его плотности. Измерения производятся с помощью шарового разрядника, удовлетворяющего определенным техническим требованиям.

Вследствие малого коэффициента импульса такого разрядника длина искрового промежутка служит мерой максимального значения напряжения.

Исследования шарового разрядника, как измерительного прибора, проведенные рядом авторов, показывают, что даже при весьма тщательном выполнении и правильном производстве измерений точность найденных абсолютных значений напряжений колеблется в пределах $\pm 5\%$. Причиной этого служат состав воздуха, состояние поверхности шаров, величина добавочных сопротивлений, способ производства измерений и влияние случайных перенапряжений.

Разрядник не дает возможности непосредственного отсчета напряжения и может быть применен лишь для целей градуировки какого-либо другого прибора, предназначенного для измерений напряжения. Значения напряжений, отвечающие различным искровым промежуткам, приведены в табл. 3.

Электростатический метод основывается на применении электростатических измерительных приборов, к которым принадлежит большинство киловольтметров. Приборы эти указывают среднее квадратичное значение напряжения или эффективную величину его и обычно требуют градуировки. Так как на показания электростати-

ческих киловольтметров оказывают влияние посторонние электрические поля, коронирование и ряд других факторов, то показания их нельзя считать надежными. В более благоприятных условиях работает электростатический прибор в случае применения высокоомных делителей напряжения, однако этот способ редко может быть пригоден в рентгеновских установках.

Наиболее достоверный результат дают измерения напряжения путем снятия спектрограмм рентгеновских лучей, генерируемых труб-

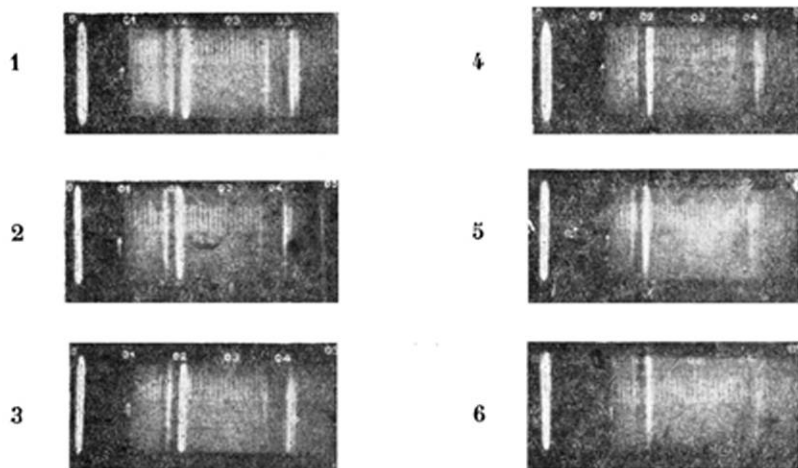


Рис. 14. Спектрограммы рентгеновских лучей для различных значений напряжения, подводимого к трубке.

Стрелкой указаны значения λ_0

- | | |
|------------------------------------|-----------------------------|
| 1) $\lambda_0 = 0,085 \text{ \AA}$ | $U_{max} = 145 \text{ kV}$ |
| 2) $\lambda_0 = 0,090 \text{ \AA}$ | $U_{max} = 137 \text{ kV}$ |
| 3) $\lambda_0 = 0,100 \text{ \AA}$ | $U_{max} = 124 \text{ kV}$ |
| 4) $\lambda_0 = 0,110 \text{ \AA}$ | $U_{max} = 112 \text{ kV}$ |
| 5) $\lambda_0 = 0,130 \text{ \AA}$ | $U_{max} = 95 \text{ kV}$ |
| 6) $\lambda_0 = 0,140 \text{ \AA}$ | $U_{max} = 88,5 \text{ kV}$ |

кой. В этом случае определению подлежит предельная длина волны λ_0 непрерывного спектра. При достаточном почернении фотопленки отсчет λ_0 по спектрограмме с помощью шаблона может быть сделан без применения микрофотометра с точностью до 2—3% для напряжений не выше 150 kV (при употреблении обычного спектрографа Зеемана).

При дальнейшем повышении напряжения, как вытекает из выражения (8), изменения предельной волны становятся настолько

малыми, что точность отсчета глазом значительно понижается. Если принять во внимание, что время экспозиции для получения отчетливой спектрограммы велико (от 20 мин. с усилительными экранами, до 2 час. без них), то понятно, что спектрометрический метод является крайне нерациональным и применим лишь в исключительных случаях для градуировки других приборов. Для $\lambda_0 > 0,5 \text{ Å}$ этот метод практического значения вовсе не имеет вследствие значительного увеличения времени экспозиции и необходимости иметь специальный тип спектрометра (вакуумный) с другим кристаллом (каменная соль, гипс). Ряд спектрограмм, снятых на спектрографе Зеемана для различных значений максимального напряжения, представлен на рис. 14.

При кратковременных нагрузках, когда вся процедура с лучами длится доли секунды, о подводенном напряжении можно судить либо по отбросу баллистического гальванометра при прохождении через него заряда от некоторого конденсатора, включенного в высоковольтную цепь, либо по осциллограмме. Последние могут быть сняты с помощью катодного осциллографа, а также шлейфового, который при работе на высоком напряжении требует дополнительных устройств. Снятие осциллограмм высокого напряжения сопряжено с значительными трудностями.

В целях простоты и удобства обращения с рентгеновскими установками чаще всего прибегают к градуировке одним из указанных методов (обычно — с помощью разрядника) на максимальное напряжение в киловольтах вольтметров, включаемых в первичную цепь высоковольтного трансформатора.

Следует, однако, заметить, что по показаниям вольтметра, подключенного к зажимам первичной обмотки трансформатора, можно лишь приблизительно судить о напряжении, подводимом к трубке, по следующим причинам. Одному и тому же отклонению стрелки прибора в первичной цепи отвечает различное вторичное напряжение как по величине U_{max} , так и по форме кривой в зависимости от нагрузки аппарата (силы эмиссионного тока) вследствие увеличения падения напряжения в высоковольтной цепи. Этот недостаток отчасти может быть устранен тем, что прибор снабжается серией градуировочных кривых, снятых при различных нагрузках, или номограммами (Мюллер).

При неизменной нагрузке в зависимости от того, каким способом производится регулировка напряжения, — реостатом или автотрансформатором, — одинаковому показанию прибора будет отвечать различное вторичное напряжение. Причиной этого служит изменение формы кривой первичного напряжения, подводимого к трансформатору при введении в его первичную цепь реостата.

Наконец измерению подлежит не вторичное напряжение на зажимах трансформатора, а напряжение, подводимое к зажимам трубки после выпрямления. Падение напряжения в выпрямительном устрой-

стве, очевидно, не будет учитываться вольтметром, включенным в первичную цепь.

Из всего сказанного следует, что надежное измерение напряжения на зажимах работающей трубки для большинства случаев практики затруднительно, что также делает проблематичной косвенную оценку излучения.

§ 7. Характеристики электронных трубок

В современные рентгеновские аппараты входят пустотные электронные трубки двоякого рода: кенотроны в выпрямительном устройстве и собственно рентгеновские трубки. В тех и других эмиссия электронов создается путем накаливания вольфрамовой нити, однако режим работы их различен.

Кенотроны предназначены служить в качестве вентиля и не должны вызывать значительных падений напряжения. В противном случае под действием электронов, обладающих большими скоростями, анод кенотрона будет накаливаться и вместе с тем в нем будет возникать рентгеновское излучение. Определяемый соотношением (3) предельный эмиссионный ток J_0 в кенотроне должен быть значительно больше протекающего через него рабочего тока J .

Рентгеновская трубка, наоборот, должна находиться под полным напряжением при ограниченном эмиссионном токе, поэтому для нее почти всегда рабочий ток J является в то же время и предельным эмиссионным током J_0 , задаваемым накалом нити.

По Лангмуиру ход изменения плотности термоэлектронного тока в пустотной трубке в зависимости от анодного потенциала имеет вид, представленный на рис. 15.

Участок кривой ОА, определяющий интенсивность насыщения i_s , или изменение плотности эмиссионного тока до насыщения, аналитически может быть представлен зависимостью

$$i_s = K \frac{U^{\frac{3}{2}}}{d^2}, \quad (16)$$

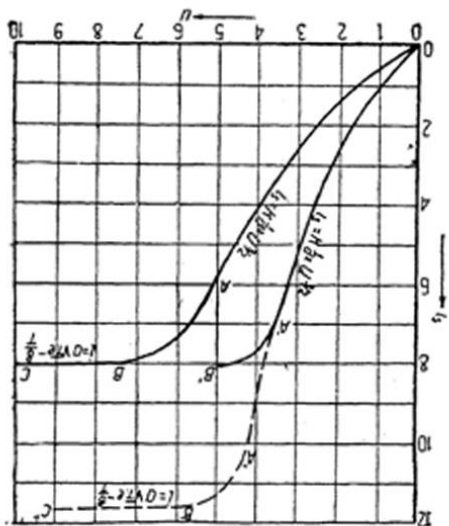


Рис. 15. Плотность эмиссионного тока в пустотной трубке в зависимости от анодного потенциала по Лангмуиру. А — для расстояния между электродами d и температуры нити T и $T_1 > T$. A_1 — для расстояния $d_1 > d$ температуры T . Координаты в произвольных единицах.

где d — расстояние между электродами и K — постоянная, зависящая от выбора единиц. Отрезок кривой BC после насыщения отвечает постоянной предельной плотности эмиссионного тока, задаваемой, согласно формуле Ричардсона (3), накалом нити катода.

Нормально режим кенотрона соответствует части кривой OA . Как видно из рис. 15, при некоторой постоянной нагрузке трубки падение напряжения на кенотроне будет тем меньше, чем круче подъем участка OA или чем меньше расстояние d между электродами. Наименьшее значение этого расстояния определяется условиями холодного разряда при том напряжении, на которое рассчитывается кенотрон. Падение напряжения на кенотроне в рентгеновских установках, обычно, невелико (порядка $1-2\text{ kV}$), однако если нагрузка значительна, а накал недостаточен, то может оказаться, что режим работы его придется на перегибе кривой AB , и тогда падение напряжения значительно возрастет. В этом последнем случае присутствие кенотрона понижает напряжение, подводимое к трубке, и кроме того он сам будет служить генератором рентгеновских лучей, уже проникающих через его оболочку.

Участок BC кривой $i_s = f(U)$ соответствует режиму рентгеновской трубки, однако при работе на пульсирующем напряжении в зависимости от размера пульсаций та или иная часть отрезка OB будет также определять работу трубки. В трубках с „низким потенциалом насыщения“ (диагностических) или значительной интенсивностью насыщения, у которых расстояние d между электродами небольшое и, значит, обладающих крутой характеристикой рис. 15 A_1 , насыщение сохраняется в весьма широких границах пульсаций рис. 7 и, следовательно, для них в большинстве случаев можно считать $I = \text{const}$. Этого нельзя сказать про трубки с „высоким потенциалом насыщения“ (терапевтические). Они имеют значительно большее расстояние d и, следовательно, пологую характеристику рис. 15 A . В таком случае при значительных пульсациях напряжения и особенно при небольшом значении U_{max} изменениям напряжения будет отвечать изменение силы эмиссионного тока J , протекающего через трубку.

Для иллюстрации на рис. 16 представлен ряд осциллограмм напряжения и тока для различных характеристик трубок.

Таким образом форма кривой эмиссионного тока находится в зависимости как от формы кривой напряжения, так и характеристики применяемой трубки.

Различие форм в кривых тока, протекающего через трубку, влечет за собой различие интенсивности и качества излучения, отвечающего одному и тому же показанию миллиамперметра, который дает лишь среднее значение силы эмиссионного тока. Это обстоятельство в свою очередь ограничивает возможности использования косвенной оценки излучения.

Характерной для рентгеновских трубок величиной являются также „острота“ фокуса или размеры фокусного пятна. Предельная допустимая интенсивность катодного пучка зависит, вообще говоря, от

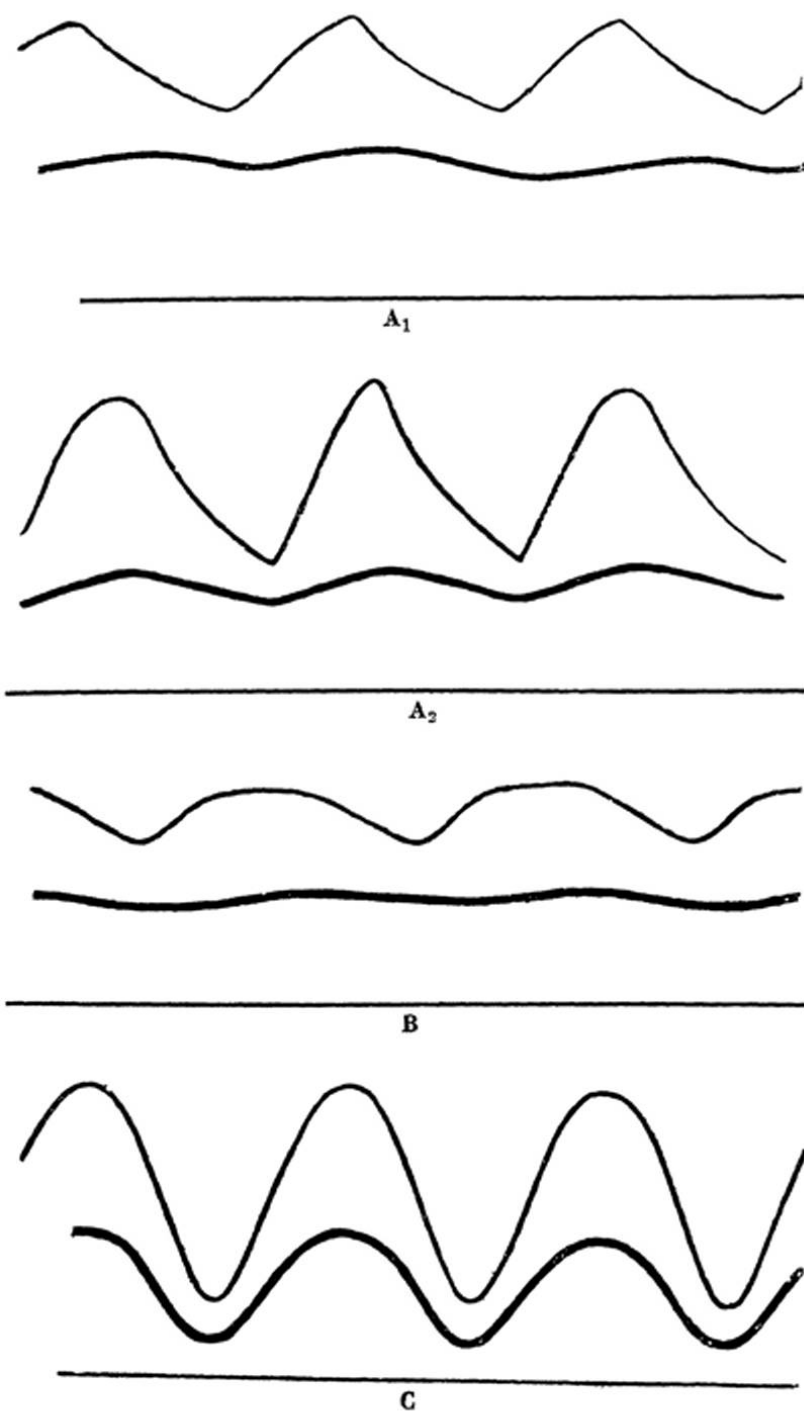


Рис. 16. Осциллограммы напряжений и эмиссионного тока, протекающего через рентгеновскую трубку различных характеристик. А) Механическое выпрямление с конденсаторами $U_{max} = 40 \text{ kV}$. 1) Трубка низкого потенциала насыщения (киагностическая) $I = 3,5 \text{ mA}$. 2) Трубка высокого потенциала насыщения (терапевтическая) $I = 3,5 \text{ mA}$. В) Выпрямление кенотронное с конденсаторами $U_{max} = 40 \text{ kV}$ трубка низкого потенциала насыщения $I = 5 \text{ mA}$. С) Выпрямление кенотронное без конденсаторов $U_{max} = 40 \text{ kV}$ трубка высокого потенциала насыщения $I = 2 \text{ mA}$ (трубка низкого потенциала насыщения см. рис. 10).

теплоемкости, теплопроводности и температуры плавления вещества анода, а также от продолжительности нагрузки.

Для вольфрама например, при секундной нагрузке. Таллер и Франк указывают предельную интенсивность катодного пучка в $200 \frac{W}{мм^2}$. Как показал Боуэрс, это значение может быть значительно повышено при мгновенных нагрузках. Для повышения значения предельной нагрузки прибегают кроме усиления охлаждения либо к увеличению фокусного пятна (тупой фокус или острый штриховой фокус Гетца), либо к вращению анода (трубки „Роталикс“). Предельная мощность современных трубок при длительных нагрузках не превышает 4—5 kW .

§ 8. Влияние форм кривых напряжения и тока на излучение.

Как вытекает из выражения (10), всякий раз, когда подводимое к трубке напряжение не остается постоянным во времени, а, значит, возможны изменения силы эмиссионного тока (согласно § 7), будет изменяться как интенсивность излучаемого трубкой спектра, так и распределение плотности интенсивности по спектру. Если колебания напряжения невелики и особенно если генератором излучения служит трубка с низким потенциалом насыщения, силу эмиссионного тока допустимо считать практически постоянной (осциллограмма В, рис. 16).

Каждому мгновенному значению напряжения будет отвечать мгновенное распределение плотности интенсивности по спектру излучения, и, следовательно, пульсирующему во времени напряжению будет отвечать пульсирующий во времени спектр.

На рис. 17 показано последовательное изменение спектра излучения для значений постоянного напряжения от 300 до 75 kV .

Действующий спектр излучения определится некоторым средним распределением плотности интенсивности

$$Y_{\lambda} = \frac{1}{T} \int_0^T Y_{\lambda}(t) dt,$$

которое на рис. 17 показано пунктирной кривой.

Здесь τ — время генерирования излучения длины волны λ — в частях периода.

При значительных колебаниях напряжения и особенно при работе с трубками высокого потенциала насыщения, сила эмиссионного тока не остается постоянной, и, следовательно, распределение плотности интенсивности по действующему спектру может быть найдено лишь при заданных аналитически или графически $U=U(t)$ и $J=J(t)$. Что касается интенсивности спектра в целом, то, как вытекает

из выражения (12), при допущении постоянства эмиссионного тока она должна определяться эффективным значением напряжения. Действительно, так как

$$I = \frac{1}{T} \int_0^T I(t) dt,$$

а согласно 12

$$I(t) = k U^2(t),$$

получим

$$I = \frac{k}{T} \int_0^T U^2(t) dt = k U_{eff}^2. \quad (17)$$

Для синусоидальной формы кривой напряжения

$$U_{eff} = 0,707 U_{max},$$

следовательно,

$$I_S = 0,5 \cdot k \cdot U_{max}^2.$$

Иначе говоря, если максимальное значение синусоидального напряжения совпадает с значением постоянного напряжения, то при условии

$$J(t) = \text{const}$$

для обоих случаев и равенства значений силы тока имеем отношение

$$\frac{I_S}{I} = 0,5.$$

В действительности сила эмиссионного тока при синусоидальном напряжении не остается постоянной во времени (при $U=0$ эмиссионный ток $J=0$), а также пульсирует в том или ином виде в зависимости от характеристики рентгеновской трубки. В таком случае одному и тому же значению силы эмиссионного тока, отсчитываемому по миллиамперметру, не будет соответствовать уже указанное выше соотношение интенсивностей всего спектра излучений. Легко видеть, что это соотношение, вообще говоря, будет больше чем 0,5.

Выяснению этого вопроса посвящен ряд работ (Довилье, Бенкена, Дуана, Кулиджа-Керелея и Глокер-Кауппа), однако наиболее полный анализ методов расчета дан Аглинцевым. Для синусоидально-пульсирующего напряжения (рис. 9а), например, автор, исходя из закона Куленкампа (формула 9) дает следующее выражение для спектраль-

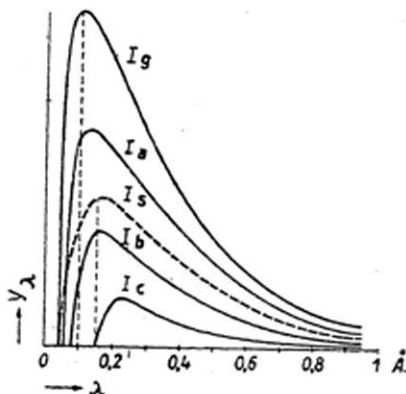


Рис. 17. Спектральное распределение плотности интенсивности при различных значениях постоянного напряжения $I_g - 300 \text{ kV}$, $I_a - 275 \text{ kV}$, $I_b - 150 \text{ kV}$, $I_c - 75 \text{ kV}$, I_d — распределение плотности интенсивности в действующем спектре.

ного распределения плотности интенсивности (Y_λ) при допущении, что $J(t) = \text{const}$,

$$(Y_\lambda)_s = \frac{2}{\pi} A J Z \frac{c^2}{\lambda_0} \left(\sqrt{\lambda^2 - \lambda_0^2} - \lambda_0 \arccos \frac{\lambda_0}{\lambda} \right) \frac{1}{\lambda^3}. \quad (18)$$

В общем случае для более сложных форм кривых напряжения и тока необходимо снятие осциллограмм $U = U(t)$ и $J = J(t)$, а также спектрограммы для определения U_{max} . Так как форма кривой напряжения зависит от нагрузки, а форма кривой тока от характеристики трубки, то ясно, что анализ излучения путем расчета спектрального распределения интенсивности по электрическим данным имеет лишь научно-технический интерес, тем более, что излучение обычно подвергается еще и фильтрации. Приведения всех рентгеновских процедур к нескольким определенным режимам генерирования нельзя ожидать, так как эти процедуры для различных целей крайне разнообразны и кроме того рентгеновские установки (аппараты и трубки) находятся в стадии технического усовершенствования. Таким образом единственным и наиболее достоверным способом оценки рентгеновского излучения являются непосредственные измерения и анализ лучистой энергии по тем действиям, которые она производит в поглощающей среде. В некоторых случаях, как уже было указано, эти непосредственные измерения являются надежными способами косвенного определения электрических величин, характеризующих работу рентгеновского аппарата. Примером служит измерение λ_0 по спектрограмме излучения для нахождения U_{max} .

Г Л А В А III

РАСПРОСТРАНЕНИЕ РЕНТГЕНОВСКИХ ЛУЧЕЙ

§ 9. Пространственное распределение излучения

Как уже упоминалось в главе I, вследствие диффузии электронов катодного пучка в среде анода и поглощения в нем самой энергии возникающего излучения, интенсивность и качество лучей в различных направлениях к массивному аноду будут различны.

Все ранее приведенные закономерности в спектральном распределении плотности интенсивности относятся в полной мере лишь к направлению, перпендикулярному катодному пучку в плоскости падения его на массивный анод

и до выхода лучей за оболочку трубки. Практический интерес, однако, представляет излучение за пределами трубки, так как именно им будет определяться производимое действие.

Общее представление о характере пространственного распределения излучения вокруг трубки дают кривые на рис. 18, 19 и 20. На рис. 18 представлены в полярных координатах результаты измерений Кей,

Боуэрса и Дипенхорста над распределением интенсивности излучения в плоскости, перпендикулярной анодному зеркалу.

Рисунки 19 и 20 иллюстрируют интенсивность излучения по измерениям Кулиджа и Керслея в плоскости падения катодного пучка и в плоскости, перпендикулярной оси трубки.

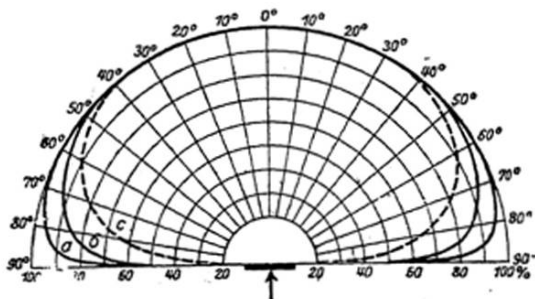


Рис. 18. Распределение интенсивности излучения рентгеновской трубки в плоскости, перпендикулярной анодному зеркалу (полярные координаты)

- а) по Кейю $U = 10 \text{ kV}$
 б) по Боуэрсу и Дипенхорсту $U = 70 \text{ kV}$
 в) по Боуэрсу и Дипенхорсту $U = 70 \text{ kV}$ фильтр 10 мм Al .

Изменение спектрального распределения плотности интенсивности по измерениям Дуана для центрального пучка лучей и под углом 45° к нему представлено на рис. 21.

Пространственное распределение интенсивности излучения зави-

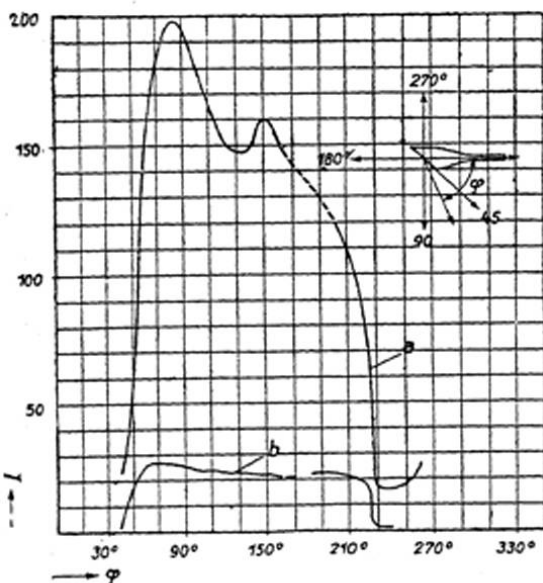


Рис. 19. Распределение интенсивности излучения рентгеновской трубки в плоскости падения катодного пучка по данным Кулиджа, у Керслея.

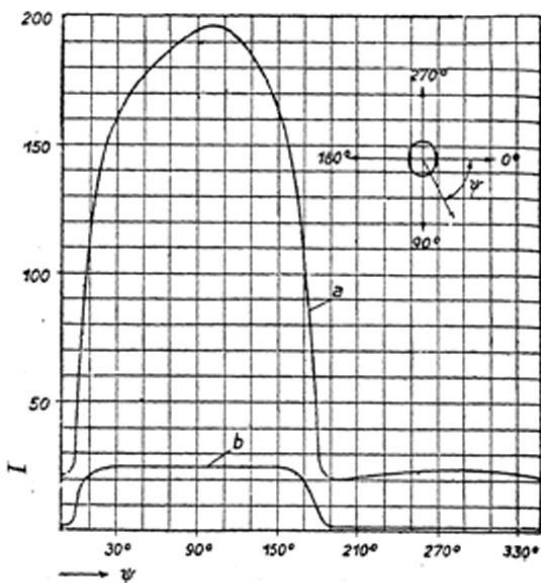


Рис. 20. Распределение интенсивности излучения рентгеновской трубки в плоскости, перпендикулярной оси трубки по данным Кулиджа и Керслея.

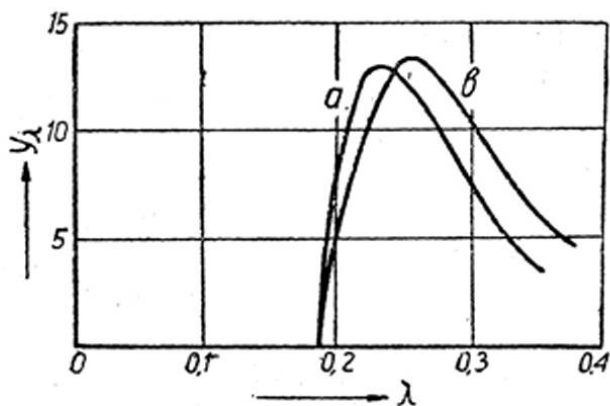


Рис. 21. Спектральное распределение плотности интенсивности рентгеновских лучей по Дуану для двух направлений: *a* под углом 45° к центральному лучу, *b* по направлению центрального луча.

сит, несомненно, от конструкции трубок, и приведенные рисунки иллюстрируют лишь частные случаи. Тем не менее они позволяют заключить, что в трубках с нормальным наклоном анодного зеркала наибольшей интенсивностью примасивном аноде лучи обладают в направлении центрального пучка (направление, перпендикулярное катодному пучку в плоскости его падения) и что вслед-

ствии фильтрации в аноде боковое излучение несколько более жесткое чем центральное.

В большинстве случаев практически используется лишь некоторый конус лучей вокруг центрального направления, внутри которого допустимо считать интенсивность излучения постоянной.

§ 10. Закон квадратов расстояний

Если в точке S находится источник света и если интенсивность лучей, падающих на некоторую сферическую поверхность радиуса R_0 , описанную из S как из центра, равна I_0 , то для любой другой концентрической поверхности радиуса R_1 пренебрегая поглощением, можно написать

$$I_1 = I_0 \left(\frac{R_0}{R_1} \right)^2 \quad (19)$$

Для рентгеновской трубки, как источника лучей, это соотношение не всегда применимо. Фокус трубки сам по себе не является точкой, и кроме того в трубке, вообще говоря, возникает также и афокальное излучение. Это постороннее излучение обязано своим существо-

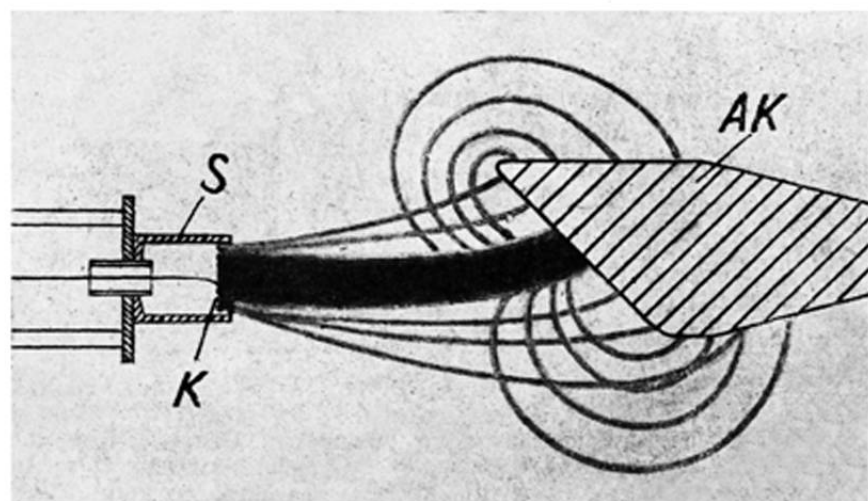
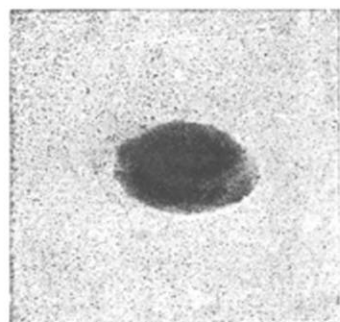


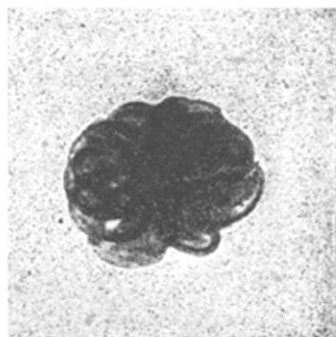
Рис. 22. Схематическое изображение электронных путей в рентгеновской трубке в процессе возникновения излучения.

ванием вторичным электронам, вырываемым из анода под действием электронов катодного пучка и квант рентгеновского излучения. Пути перемещения этих вторичных электронов зависят от направления их первоначальной скорости и конфигурации электрического поля в трубке. Общая картина явления схематически изображена на рис. 22.

На рис. 23 представлен ряд рентгенофотографий, снятых при помощи камер с малым отверстием с анодов различных рентгеновских тупофокусных трубок. Они позволяют судить как о размерах и формах фокусного пятна, так и местах возникновения афокального излучения.



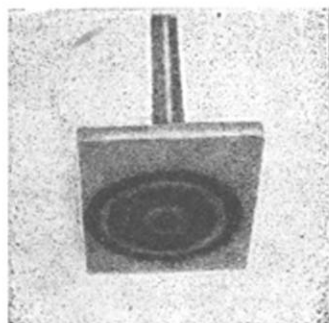
b



d



a



c

Рис. 23. Снимки на рентгеновских лучах анодных пятен терапевтических трубок (натуральная величина): а) трубка АЕГ, б) трубка Метро-Мюллер, с) трубка Сименса—спиральная нить, d) трубка Сименса—розеточная нить.

Применение закона квадратов расстояния для таких трубок допустимо лишь при значительных фокусных расстояниях (приблизительно начиная с $f = 50$ см).

С целью устранения афокального излучения предпринимаются меры конструктивного характера внутри самих трубок (утопленный в аноде катод), что при достаточно остром фокусе позволяет воспользоваться выражением (19) и для меньших фокусных расстояний.

В общем случае при перерасчетах на расстояние необходимо учитывать также поглощение и рассеяние рентгеновских лучей вдоль

пути их проникновения. Закон ослабления излучения выводится на основании следующих соображений.

Если через I обозначить интенсивность параллельного пучка однородных лучей, падающих на элементарный слой толщиной, dx то изменение интенсивности dI внутри этого слоя будет

$$-dI = \mu I dx,$$

где μ — есть линейный коэффициент ослабления. Отсюда $\frac{dI}{I} = -\mu dx$ или после интегрирования по всей толщине слоя получим

$$\ln \frac{I_x}{I_0} = -\mu x,$$

откуда

$$I_x = I_0 e^{-\mu x}. \quad (20)$$

Здесь I_0 — интенсивность падающих лучей, а I_x — интенсивность лучей, прошедших через слой толщиной x .

Для конуса лучей интенсивность будет убывать как вследствие увеличения поверхности, на которую падает поток лучистой энергии (закон квадратов расстояний), так и вследствие ослабления излучения вдоль пути распространения. Очевидно, что

$$I_x = I_0 \left(\frac{f}{f+x} \right)^2 e^{-\mu x} \quad (21)$$

где f — расстояние от фокуса трубки до поверхности слоя толщиной x .

Численные значения функции $e^{-\mu x}$ для различных значений μx , употребительных в области рентгеновских лучей, приведены в табл. 4.

§ II. Поглощение и рассеяние рентгеновских лучей средой

Ослабление энергии излучения происходит по двум причинам: вследствие поглощения и вследствие рассеяния, так что линейный коэффициент ослабления μ может быть представлен в виде суммы коэффициентов поглощения τ и коэффициента рассеяния σ . Под поглощением подразумевается преобразование энергии рентгеновских лучей в другой какой-либо вид, под рассеянием — изменение направления распространения излучения.

Преобразование энергии рентгеновских лучей как и возникновение их связаны с внутриатомными явлениями. Под действием квант лучистой энергии (фотонов) электроны поглощающей среды могут быть или вырваны за пределы атомов или переброшены на более отдаленные от ядра орбиты. В первом случае в среде образуются свободные электроны (фотоэлектроны) с некоторым запасом кинетической энергии, определяемой соотношением Эйнштейна:

$$h\nu = A + \frac{1}{2} mv^2, \quad (22)$$

где A — есть работа, затраченная на вырывание электрона. Кроме того как в первом, так и во втором случае возбужденный атом при возвращении к нормальному состоянию излучает в пространство энер-

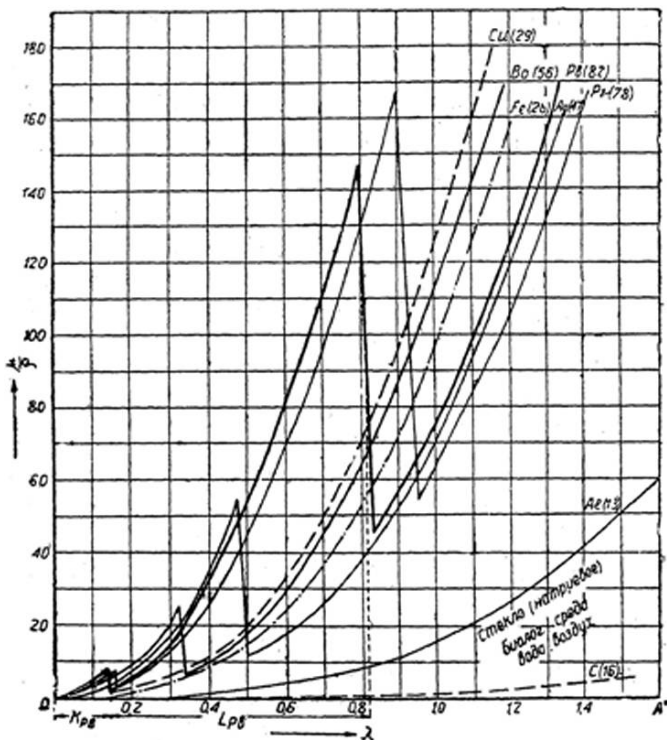


Рис. 24. Массовый коэффициент ослабления излучения в зависимости от длины волны для свинца, платины, серебра, меди, железа, алюминия и графита. Внутри заштрихованной части лежат значения $\frac{\mu}{\rho}$ таких веществ, как стекло, биологическая среда, вода и воздух. $\mu = \left(\frac{\mu}{\rho}\right) \rho$ K_{Pb} и L_{Pb} — полосы поглощения свинца.

гию ввиду лучей флуоресценции. Эта форма преобразования будет особенно заметна вблизи так называемых границ полос поглощения, т. е. в тех случаях, когда частота проходящих электромагнитных колебаний лишь незначительно больше частоты колебаний характеристического излучения атома. Вследствие имеющего при этом место резонанса колебаний коэффициент ослабления претерпевает резкое изменение (скачок поглощения) в области частот, отвечающих сериям характеристического излучения атома поглощающей среды (границы полос поглощения) рис. 24.

Одновременно может возникнуть и фотоэлектрический эффект „второго рода“ (внутриатомный), когда под действием кванты лучистой энергии электрон какого-либо слоя в атоме переходит на внутрилежащий слой, причем освобожденная при таком переходе энергия расходуется на эмиссию какого-либо другого электрона. Кинетическая энергия такого фотоэлектрона, очевидно, определяется как разность между освобожденной при переходе энергией и работой, затраченной на вырывание эмиттируемого электрона. Соотношение между квантовыми выходами характеристической эмиссии фотоэлектронов U_e и характеристического излучения U_s по многочисленным исследованиям находится в следующей зависимости от порядкового номера Z элемента:

$$\frac{U_e}{U_s} \approx 10^6 Z^{-4}$$

Номограмма U_e и U_s по данным ряда авторов для отдельных элементов приведена на рис. 25.

Таким образом, если не рассматривать дальнейших стадий превращения поглощенной энергии рентгеновских лучей, то можно сказать, что лишь некоторая k -ая часть коэффициента τ определяет энергию, затраченную на образование фотоэлектронов, и соответственно $k' = (1 - k)$ часть определяет энергию лучей флуоресценции. Вдали от границ полос поглощения $k' \approx k$ или $k \approx 1$, тогда как вблизи границы со стороны более коротких длин волн k' имеет заметное влияние и, следовательно, $k < 1$. Общее представление о последовательном ходе преобразования энергии фотоэлектронов дает рисунок 26.

Многочисленные исследования процесса ослабления рентгеновских лучей, произведенные различными авторами (Хевлетт, Рихтмейер, Дуане и Мацумдер, Аллен, Ионссон Кюстнер) позволяют сделать следующее заключение.

Линейный коэффициент ослабления прямо пропорционален плотности ρ освещаемой среды, почему характерной величиной для данной среды является так называемый массовый коэффициент ослабления $\frac{\mu}{\rho}$.

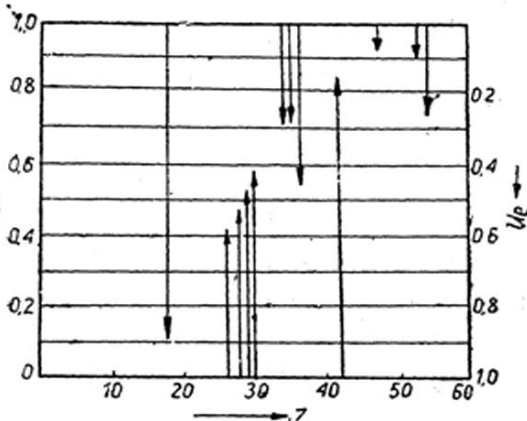


Рис. 25. Квантовый выход характеристического излучения (U_s) и характеристической эмиссии электронов (U_e) в зависимости от порядкового номера элемента.

Атомный коэффициент поглощения обусловлен исключительно свойствами атомов и, следовательно, в первом приближении не зависит от их физического и химического состояния.

Массовый коэффициент ослабления в сильной мере зависит от длины волны, причем эта зависимость может быть представлена в виде:

$$\frac{\mu}{\rho} = \frac{\tau}{\rho} + \frac{\sigma}{\rho} = CZ^m \lambda^n + \frac{\sigma}{\rho}, \quad (23)$$

где Z — атомный порядковый номер элемента; C — постоянная, различная для различных полос поглощения элемента рис. 24.

По Аллену $C = 1,32 \cdot 10^{-2} \times \frac{Z^4}{A}$, — где A — атомный вес. Показатель m также изменяется при переходе от одной полосы к другой; так для $\lambda < \lambda_K$ $m = 4$ и для $\lambda > \lambda_K$ $m = 4,4$. Что касается до показателя n , то различные авторы указывают разные значения, заключающиеся в пределах от $n = 2,7$ до $n = 3$. Для упрощения в большинстве случаев допустимо считать $n \approx 3$, и тогда выражение для массового коэффициента ослабления можно написать в виде:

$$\frac{\mu}{\rho} = \frac{\tau}{\rho} + \frac{\sigma}{\rho} = \alpha \lambda^3 + \beta \dots \quad (24)$$

Значения $\frac{\mu}{\rho}$ для некоторых веществ приведены в табл. 5.

Коэффициент рассеяния σ , согласно классической теории рассеяния (Дж. Дж. Томсона), определяется как;

$$\sigma = \frac{8\pi}{3} N \frac{e^4}{m^2 c^4}, \quad (25)$$

где N — число электронов в кубическом сантиметре освещаемой среды. Отсюда для массового коэффициента рассеяния имеем

$$\frac{\sigma}{\rho} = 0,402 \frac{Z}{A},$$

что для легких элементов (от $Z=2$ до $Z=20$) дает независимо от длины волны лучей $\frac{\sigma}{\rho} \approx 0,2$, так как $\frac{Z}{A} \approx \frac{1}{2}$.

Экспериментальные данные не вполне совпадают с этим выводом. Для элементов с большими атомными номерами $\frac{\sigma}{\rho}$ не убывает, а возрастает с увеличением Z , так как зависимость σ от числа

электронов в кубическом сантиметре N становится более высокой по степени, чем линейная ($\sigma \approx cN^2$). Так по измерениям ряда авторов в области длин волн от $\lambda = 0,2 \text{ \AA}$ до $\lambda = 0,5 \text{ \AA}$ можно принять:

для $Z = 15 - 30$	$\frac{\sigma}{\rho} = 0,2$
$Z = 35$	$\frac{\sigma}{\rho} = 0,4$
$Z = 38$	$\frac{\sigma}{\rho} = 0,5$
$Z = 45$	$\frac{\sigma}{\rho} = 0,6$
$Z = 45$	$\frac{\sigma}{\rho} = 0,7$

Более подробные данные для значений $\frac{\sigma}{\rho}$ приведены в таб. 6.

Вместе с тем $\frac{\sigma}{\rho}$ зависит и от длины волны лучей λ . Для тяжелых элементов (Z — велико) вопрос этот не имеет значения вследствие малого влияния рассеяния по сравнению с поглощением $\frac{\sigma}{\rho} \ll \frac{\tau}{\rho}$. Для легких элементов ($Z < 30$) в широком диапазоне длин волн от $\lambda = 0,1 \text{ \AA}$ до $\lambda = 0,7 \text{ \AA}$ $\frac{\sigma}{\rho}$ лишь незначительно возрастает, так что этой зависимостью практически допустимо пренебречь. На рис. 27 представлен ход изменения $\frac{\sigma}{\rho}$ в зависимости от длины волны λ для углерода, полученный Комптоном из измерений Хевлетта.

Для лучей еще более длинных волн изменение $\frac{\sigma}{\rho}$ не играет роли по той же причине, что и для тяжелых элементов ($\frac{\sigma}{\rho} \ll \frac{\tau}{\rho}$) так как согласно формуле (24) поглощение быстро возрастает с увеличением длины волны ($\frac{\tau}{\rho} \approx \alpha \lambda^3$).

Вопрос о зависимости коэффициента рассеяния от длины волны приобретает особенное значение в области коротких длин волн, когда все ослабление пучка лучей в легких элементах происходит главным образом за счет рассеяния. Как показал Комpton, рассеяние рентгеновских лучей коротких волн сопровождается не только изменением направления распространения, но также преобразованием лучистой энергии в кинетическую энергию электронов. Это имеет место в тех случаях, когда происходит импульсное взаимодействие

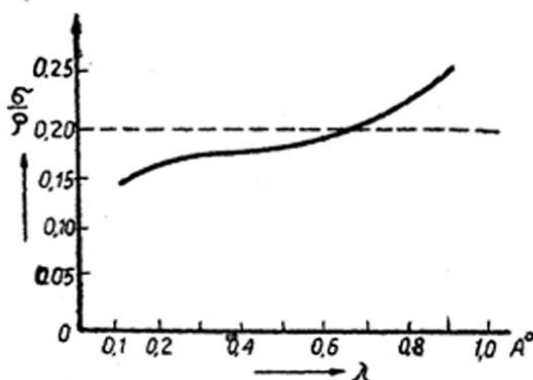


Рис. 27. Массовый коэффициент рассеяния $\frac{\sigma}{\rho}$ в зависимости от длины волны, вычисленный Комптоном по измерениям Хевлетта.

между квантой лучистой энергии $h\nu$ и свободным электроном освещаемой среды. Схема и диаграмма такого взаимодействия показана на рис. 28а и рис. 28б.

Таким образом эффект Комптона сопровождается возникновением взамен кванты $h\nu_1$ новой кванты $h\nu_s < h\nu_1$ и движущегося электрона на E_s . Согласно теории Комптона коэффициент рассеяния σ следует рассматривать как сумму двух коэффициентов

$$\sigma = \sigma_r + \sigma_s. \quad (26)$$

Коэффициент отдачи σ_r представляет собой ту часть коэффициента рассеяния σ , которая определяет энергию электронов отдачи эффекта Комптона, а σ_s — истинное рассеяние. Коэффициент

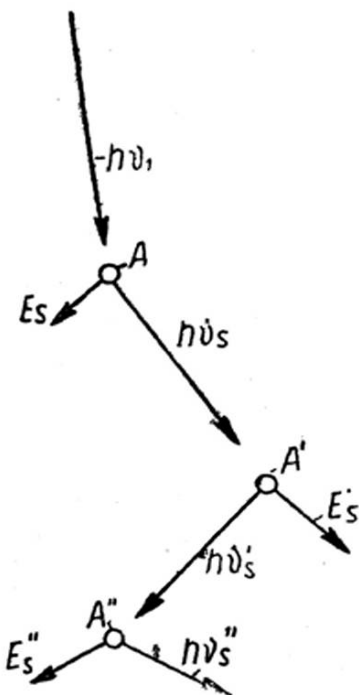


Рис. 28а. Последовательное преобразование кванты лучистой энергии $h\nu_1$ в кванту $h\nu_s < h\nu_1$ и энергию электронов отдачи Комптона эффекта (E_s, E'_s и E''_s).

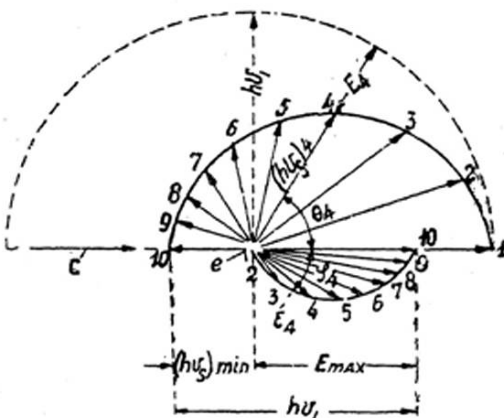


Рис. 28б. Векторная диаграмма распределения энергии при импульсном взаимодействии кванты лучистой энергии ($h\nu_1$) с электроном e (Дебай-Комптон).

коэффициент рассеяния σ , по Компону, может быть найден из соотношения

$$\sigma = \sigma_0 \frac{1}{1 + 2\alpha}, \quad (27)$$

где σ_0 — значение коэффициента рассеяния по классической формуле (25) и

$$\alpha = \frac{h\nu}{mc^2} = \frac{h}{mc\lambda} = \frac{0,0242'}{\lambda},$$

причем λ выражена в ангстремах.

При больших значениях α , т. е. для рентгеновских лучей коротких длин волн более точное значение σ может быть найдено по формуле Клейн-Нишина, выведенной согласно новой релятивистской квантовой механике Дирак—Гордон:

$$\sigma = \frac{3}{4}\sigma_0 \left\{ \frac{1+\alpha}{\alpha^3} \left[\frac{2\alpha(1+\alpha)}{1+2\alpha} - \ln(1+2\alpha) \right] + \frac{1}{2\alpha} \ln(1+2\alpha) - \frac{1+2\alpha}{(1+3\alpha)^2} \right\}.$$

В рассматриваемой области длин волн различие в значениях σ , даваемое обеими формулами, незначительно, и потому допустимо в большинстве случаев пользоваться более простой формулой Комптона.

Соответственно

$$\sigma_s = \sigma_0 \frac{1+\alpha}{(1+2\alpha)^2} \quad (28)$$

и

$$\sigma_r = \sigma_0 \frac{\alpha}{(1+2\alpha)^2}. \quad (29)$$

В таком случае энергия рентгеновских лучей, которая преобразуется в энергию электронов при прохождении лучей через слой толщиной x , будет

$$W_a = W_0(1 - e^{-(k\tau + \sigma_r)x} = W_0(1 - e^{-\gamma x}), \quad (30)$$

где $\gamma = k\tau + \sigma_r$ — коэффициент электронного преобразования.

Для $\gamma x \ll 1$ выражение (30) принимает вид:

$$W_a = W_0 \gamma x. \quad (31)$$

Если γx — велико, то, как видно из соотношения (30), $W_a = W_0$, так как множитель, стоящий в скобках, стремится к единице.

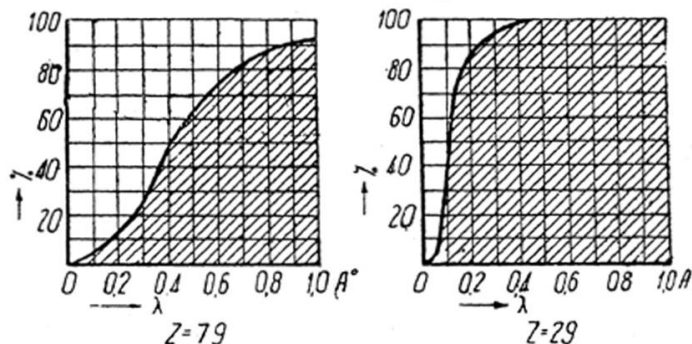


Рис. 29. Относительное влияние поглощения и рассеяния (заштрихованная часть) в процессе ослабления излучения

а) для воды ($Z_{\text{eff}} = 7,9$),

б) для меди ($Z = 29$),

Практически важными являются два основных вывода, вытекающих из разбора процессов поглощения и рассеяния.

Ослабление излучения в сильной степени зависит от длины волны луча и порядкового атомного номера элемента поглощающей среды.

Чем больше длина волны лучей или, как принято говорить, чем мягче излучение, тем сильнее оно ослабляется данным слоем среды ($\frac{\mu}{\rho} \approx \alpha \lambda^3 + \beta$). Чем больше атомный номер элемента или чем тяжелее элемент, тем сильнее происходит ослабление ($\alpha \approx c Z^4$). В таблице 5 приведены значения коэффициента ослабления $\frac{\mu}{\rho} = \frac{\tau}{\rho} + \frac{\sigma}{\rho}$ для наиболее важных в дозиметрии элементов и веществ и длин волн от $\lambda = 0,08 \text{ \AA}$ до $\lambda = 2 \text{ \AA}$. Для лучей с короткой длиной волны или жестких весь процесс ослабления пучка обусловлен главным образом рассеянием, причем чем тяжелее элементы, входящие в состав поглощающей среды, тем короче та длина волны, к которой может быть отнесено понятие „жесткие лучи“. Представление о влиянии обоих факторов ослабления — поглощения и рассеяния — дают диаграммы рис. 29, построенные для сред с эффективными порядковыми номерами $Z_1 = 7,9$ и $Z_2 = 29$.

§ 12. Фильтрация излучения

В большинстве случаев применения рентгеновских лучей используется непрерывный спектр излучения, так как интенсивность однородного характеристического излучения недостаточна. Из выражения (24) вытекает, что по мере проникновения вглубь освещаемой среды состав смешанного излучения будет изменяться вследствие различного ослабления интенсивности лучей разных длин волн. Параллельно с убыванием общей интенсивности спектра в нем будет отфильтровываться все большая и большая часть спектра со стороны длинных волн и, следовательно, будет возрастать степень однородности излучения. Картина последовательного изменения распределения плотности интенсивности по спектру при фильтрации тонкого пучка лучей в алюминии показана на рис. 30.

Для качественной оценки смешанного излучения необходимо, следовательно, знать материал и толщину применяемого фильтра

(d_{Al} , $d_{Cu} \dots$).

Вместо смешанного излучения допустимо рассматривать не-

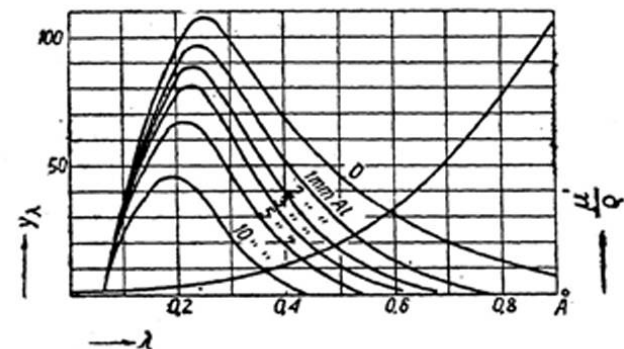


Рис. 30. Спектральное распределение плотности интенсивности при фильтрации тонкого пучка лучей алюминием.

который однородный луч, который в данном слое претерпевает такое же ослабление, как и действительное неоднородное излучение.

Длину волны такого однородного луча называют „эффективной длиной волны смешанного пучка лучей“ (λ_{eff}) и соответственно коэффициент ослабления, отвечающий этой длине волны, — „эффективным коэффициентом ослабления“ (μ_{eff}).

Очевидно

$$e^{-\lambda_{eff} \cdot x} \int_{\lambda_0}^{\infty} Y_{\lambda} d\lambda = \int_{\lambda_0}^{\infty} Y_{\lambda} e^{-\mu_{\lambda} \cdot x} d\lambda. \quad (32)$$

Из предыдущего следует, что эффективная длина волны зависит от двух факторов: величины и формы кривой напряжения, подводимого к трубке, и материала и толщины слоя примененного фильтра.

Как вытекает из рис. 30, по мере проникновения лучей в ослабляющую среду, λ_{eff} , а значит и μ_{eff} будут убывать. Ход изменения интенсивности неоднородного излучения в алюминии показан на рис. 31.

Из рис. 31 и выражения для коэффициента ослабления

$$\mu_{eff} = \alpha' \lambda_{eff}^3 + \beta'$$

следует, что всегда можно указать такую толщину освещаемой среды, после прохождения которой лучи будут претерпевать ослабление, как однородные, т. е.

$$\mu_{eff} = \text{const.}$$

Эта практическая однородность смешанного пучка для данной среды имеет место в двух случаях: либо когда $\lambda_{eff} = \text{const.}$, либо когда λ_{eff} хотя и изменяется,

но $\alpha' \lambda_{eff}^3 \ll \beta$, так что $\mu_{eff} \approx \text{const.}$ Первое достигается сильной фильтрацией, при которой из всего спектра остается непоглощенной в фильтре лишь узкая область вблизи λ_0 (рис. 30), так что λ_{eff} , а значит и μ_{eff} будут постоянны. Способ, очевидно, применим в любых случаях, но в энергетическом отношении является крайне невыгодным.

Второе может быть достигнуто применением достаточно высокого напряжения генерирования. При повышении напряжения длина волны, от-

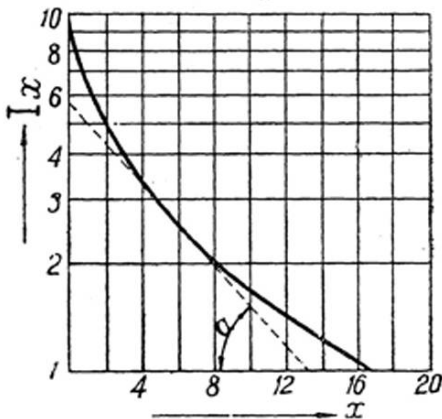


Рис. 31. Интенсивность рентгеновских лучей в зависимости от толщины алюминиевого слоя — $\mu x = \ln \frac{I}{I_0}$ (полулогарифмическая шкала) — $\text{tg } \alpha = \mu$.

вещающая максимальной плотности интенсивности в спектре, смещается в сторону коротких длин волн (рис. 17), и, следовательно, применяя фильтр из элемента более тяжелого чем освещаемая среда ($Z_f > Z_m$), легко достигнуть выполнения условия $\alpha' \lambda_{eff}^3 < \beta'$, где α' и β' — значения, соответствующие освещаемой среде (но не фильтру).

Этот способ, широко применяемый в практике лечения рентгеновскими лучами, дает значительные преимущества в энергетическом смысле. Однако он ставит напряжение, подводимое к трубке, в определенную зависимость от качества освещаемой среды.

Действительно, полагая $\alpha' \lambda_k^3 = \beta'$, можно из этого условия найти то критическое значение длины волны λ_k , больше которого не должна быть эффективная длина волны неоднородного пучка лучей ($\lambda_{eff} < \lambda_k$). Это в свою очередь значит, что для сохранения хотя бы двух октав из всего спектра подводимое к трубке постоянное напряжение должно удовлетворять условию $U > \frac{25}{\lambda_k}$, где U в kV .

Так например, для биологической среды по данным табл. 5 легко найти, что наименьшее напряжение, необходимое для получения практически однородного (смешанного) излучения путем фильтрации до 2 октав, должно быть не ниже $65 kV$ для мускульной среды и $100 kV$ для костной.

В связи с тем, что α в выражении для коэффициента ослабления резко возрастает при увеличении порядкового номера Z элемента, в качестве материала фильтра экономичнее брать тяжелые элементы. Однако при слишком больших значениях Z может оказаться, что

край полосы поглощения материала фильтра будет лежать внутри спектра фильтруемых лучей. Тогда, благодаря наличию скачка поглощения, вместо выделения одного участка спектра их может получиться два, как это показано на рис. 32.

Таким подбором фильтра обычно выделяют характеристическое излучение из непрерывного спектра рентгеновских лучей при снятии структурных рентгенограмм.

Порядковый атомный номер вещества фильтра в этих случаях должен быть, очевидно, ближайший меньший после порядкового

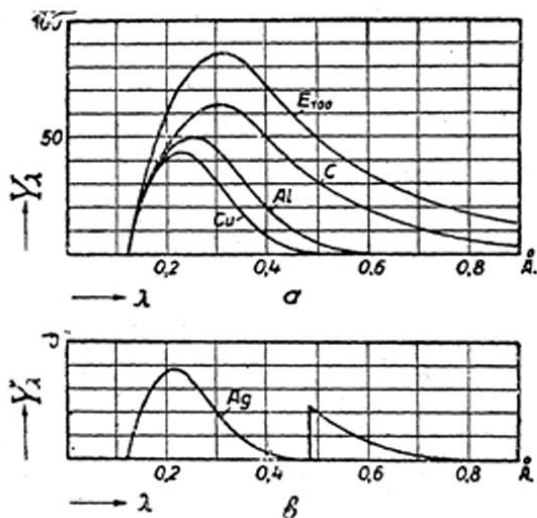


Рис. 32. Спектральное распределение плотности интенсивности при фильтрации смешанного пучка лучей E ($U=100 kV$) а) 11 мм графита (C), 4,4 мм алюминия (Al), 0,25 мм меди (Cu); б) 0,075 мм серебра (Ag).

номера вещества анода. Если граница полосы поглощения фильтра будет лежать между λ_α и λ_β серии K излучающего атома, то лучи с длиной волны λ_β будут сильно поглощены, так как им отвечает значение μ фильтра до скачка ослабления, между тем как лучи с длиной волны $\lambda_\alpha < \lambda_\beta$ уже будут слабо задержаны фильтром. Ряд таких фильтров приведен в табл. 7.

По причине, указанной выше, при использовании непрерывного спектра в качестве наиболее тяжелого фильтра употребляется Zn ($Z=30$), для которого граница полосы поглощения приходится на $\lambda_K=1,3 \text{ \AA}$. Наиболее широкое распространение получили, однако, фильтры из Cu ($Z=29$) — для жесткой фильтрации при значениях $U > 100 \text{ kV}$ и Al ($Z=13$) для мягких лучей $U < 100 \text{ kV}$.

Соотношение между толщинами фильтров различного материала, ослабляющими в одинаковой мере интенсивность лучей длины волны λ , может быть найдено из равенств:

$$\frac{I}{I_0} = e^{-\mu_1 \delta_1} = e^{-\mu_2 \delta_2},$$

откуда

$$\mu_1 \delta_1 = \mu_2 \delta_2 \text{ и } \frac{\delta_1}{\delta_2} = \frac{\mu_2}{\mu_1};$$

так как

$$\frac{\mu}{\rho} = \alpha \lambda^3 + \beta,$$

то

$$\frac{\delta_1}{\delta_2} = \frac{\rho_2}{\rho_1} \frac{(\alpha_2 \lambda^3 + \beta_2)}{(\alpha_1 \lambda^3 + \beta_1)}. \quad (33)$$

Для лучей малых длин волн λ' (жесткие лучи), когда $\alpha \lambda'^3 \ll \beta$, получим

$$\frac{\delta'_1}{\delta'_2} = \frac{\rho_2}{\rho_1} \frac{\beta_2}{\beta_1} = B = \text{const.} \quad (34)$$

Для лучей больших длин волн λ'' (мягкие лучи), когда $\beta \ll \alpha \lambda''^3$, будем иметь

$$\frac{\delta''_1}{\delta''_2} = \frac{\rho_2}{\rho_1} \frac{\alpha_2}{\alpha_1} = A = \text{const.} \quad (35)$$

Если фильтр (1) состоит из элемента более тяжелого чем фильтр (2) ($Z_1 > Z_2$), то, как вытекает из выражения (23) и табл. 5 и 6, $B > A$,

и, значит, толщине легкого фильтра δ_2 , которой на мягких лучах эквивалентна толщина тяжелого фильтра $A\delta_2$, отвечает большее поглощение в коротковолновой части спектра, чем при более тяжелом фильтре:

$$\delta_1' = B\delta_2 > A\delta_2 = \delta_1''.$$

На рис. 33 показан ход изменения толщины δ_{Cu} фильтра из меди, эквивалентного по ослаблению одному миллиметру алюминия в зависимости от длины волны λ .

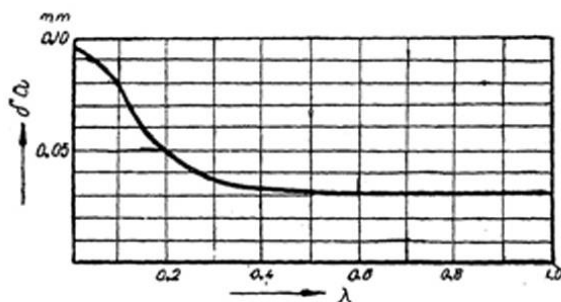


Рис. 33. Медный эквивалент (по ослаблению) алюминия в зависимости от длины волны излучения; толщина слоя меди, ослабляющая излучение в той же мере, как и один миллиметр алюминия.

освещаемой среды, которая ослабляет интенсивность рентгеновских лучей в два раза, т. е.

$$I_1 = \frac{I_0}{2}.$$

Так как,

$$I = I_0 e^{-\mu_{eff} \cdot x}.$$

то

$$\ln \frac{I_0}{I} = \mu_{eff} x$$

или, согласно определению слоя половинного ослабления:

$$\ln 2 = \mu_{eff} \Delta,$$

откуда

$$\mu_{eff} = \frac{0.693}{\Delta}. \quad (36)$$

В выражении (36) μ_{eff} и Δ относятся к одному и тому же материалу фильтра.

Обычно в качестве вещества при измерениях $\Delta(HWS)$ употребляется медь (Δ_{Cu}) для достаточно жестких излучений, алюминий (Δ_{Al}) — для мягких $0,4 A < \lambda_{eff} < 1,0 A$ и целлофан — для предельных

Для полной качественной оценки фильтрованного излучения, по существу говоря, необходимо знать две величины λ_{eff} или, что то же, μ_{eff} и степень однородности излучения для освещаемой среды.

Определение μ_{eff} сводится к нахождению так называемого слоя половинного ослабления $\Delta(HWS)$, введенного в практику Кристенном.

Под слоем половинного ослабления подразумевается та толщина слоя освещаемой среды, которая ослабляет интенсивность рентгеновских лучей в два раза, т. е.

рентгеновских лучей $\lambda_{eff} > 1,0 \text{ \AA}$. Одно только определение μ_{eff} при помощи слоя половинного ослабления не определяет еще однозначно качества отфильтрованного излучения. Действительно, одному и тому же значению $\Delta(HWS)$ может отвечать совершенно различный спектральный состав, так как распределение плотности интенсивности по спектру зависит как от величины и формы кривой напряжения, подводимого к трубке, так и от примененной фильтрации. Это значит, что сильно фильтрованное излучение при относительно невысоком напряжении и слабо фильтрованное, но при более высоком напряжении могут отвечать одинаковому значению λ_{eff} , между тем как в первом случае спектральная область смешанного пучка лучей будет во много раз уже (большая степень однородности), чем во втором. В качестве примера на рис. 34 представлен один из таких случаев.

Таким образом слой половинного ослабления однозначно характеризует излучение лишь только в тех случаях, когда степень однородности сравниваемых излучений одинакова.

Мерой степени однородности излучения с физической точки зрения является относительная ширина спектральной области излучения. Два смешанных пучка рентгеновских лучей, как было показано автором, будут в одинаковой степени однородны для данной среды, если отношение между крайними присутствующими в спектре длинами волн одинаково, т. е.

$$\frac{\lambda_n}{\lambda_0} = \text{const.} \quad (37)$$

Если принять во внимание, что распределение плотности интенсивности в спектре фильтрованного излучения в границах от λ_0 до λ_n не будет значительно отличаться друг от друга при различных фильтрах, но неизменной форме кривой напряжения, то выражение (37) в то же время означает (Якоби и Лихти)

$$\frac{\lambda_{eff}}{\lambda_0} = \text{const.} \quad (38)$$

В соответствии с выражением (37) удобнее всего при измерении ширины спектральной области за единицу принять относительную

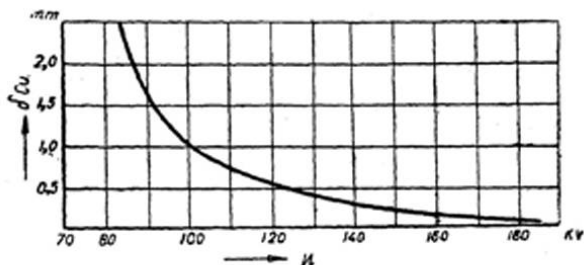


Рис. 34. Толщины фильтров из меди (δ_{Cu}), позади которых излучение имеет одно и то же значение слоя половинного ослабления $\Delta_{Cu} = 0,5 \text{ мм}$ при различных напряжениях генерирования лучей (U) (постоянное напряжение).

величину — „октаву“. Число присутствующих в спектре октав будет в таком случае определять степень однородности:

$$\frac{\lambda_n}{\lambda_0} = 2^n,$$

где n — число октав. Для того, чтобы лучи можно было считать практически однородными, необходима различная степень однородности излучения в зависимости от качества освещаемой среды. Для этого, как выше было указано, требуется, чтобы

$$\lambda_{eff} \ll \lambda_k$$

и

$$\frac{I'_{\lambda_0}}{I'_{\lambda_n}} = \frac{I''_{\lambda_0}}{I''_{\lambda_n}}, \quad (39)$$

где I'_{λ} и I''_{λ} — интенсивности лучей длины волны λ соответственно в первой и второй среде. Согласно с опытными данными Раевского для биологической среды, например, получим необходимое число октав $n = 2,5$. При постоянном напряжении это дает:

$$\frac{\lambda_{eff}}{\lambda_0} = 2$$

или

$$\lambda_{eff} = \frac{25}{U},$$

а при синусоидально-пульсирующем:

$$\lambda_{eff} = \frac{26,5}{U_{max}}.$$

В таб. 8 приведен ряд значений числа октав n для наиболее важных технических материалов при условии сохранения той же однородности, как и при 2,5 октавах для биологической среды. Если задана требуемая степень однородности излучения, то не представляет затруднения найти как необходимое минимальное напряжение на зажимах трубки, при котором можно отфильтровать практически однородный (для данной среды) пучок лучей, так и толщину необходимого фильтра.

Из сказанного следует, что используемое излучение (смешанное и фильтрованное) качественно будет охарактеризовано однозначно только при условии одновременного задания фильтра δ и слоя половинного ослабления Δ .

§ 13. Качественная диаграмма смешанных излучений

Процесс фильтрации рентгеновских лучей, рассмотренный выше, является одним из наиболее важных моментов при дозиметрических исследованиях. Как вытекает из § 12, при неизменной форме кривой подводимого к трубке напряжения три величины — максимальное

напряжение, фильтр и слой половинного ослабления—связаны так, что любые две из них однозначно определяют третью. Так например, для постоянного напряжения возможно построить диаграмму, иллюстрирующую взаимную связь упомянутых выше величин. Такая диа-

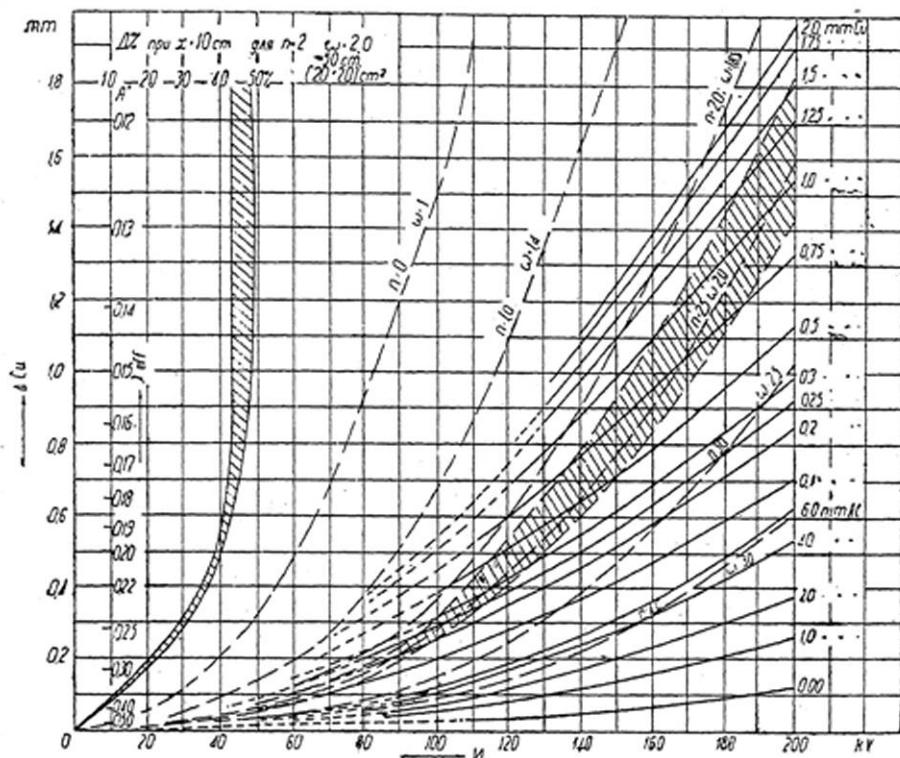


Рис. 35. Качественная диаграмма излучений для различных фильтраций при постоянном напряжении генерирования, n — число присутствующих в спектре октав: $\omega = \frac{\lambda_{eff}}{\lambda_0}$. Заштрихованная часть отвечает фильтрации, необходимой для

получения достаточной степени однородности излучения в биологической среде. Слева приведен ход изменения процентной дозы в воде на глубине $x = 10$ мм для такого рода излучения при фокусном расстоянии $f = 50$ см и поле освещения $S = (20 \times 20)$ см².

грамма, несомненно, представляет большие удобства, особенно по той причине, что даже приближенное аналитическое выражение зависимости между U , d , и Δ —достаточно сложно, между тем как в практике оценка излучения представляет собой одну из наиболее частых и необходимых операций.

На рис. 35, изображающем качественную диаграмму, вдоль оси абсцисс отложены значения в киловольтах постоянного напряжения,

подводимого к трубке, а по оси ординат значения Δ_{Cu} в миллиметрах для разных излучений при различной фильтрации. Каждому значению толщины слоя предварительного фильтра на диаграмме отвечает кривая $\Delta_{\text{Cu}} = f(U)$, построенная по данным измерений ряда авторов (Бенкен, Якоби и Лихти, Кюстнер, Гребе и Нитцге).

В качестве материала фильтров взяты медь и алюминий, как отвечающие большинству случаев практики. Так как применяемый иногда цинк Zn ($Z=30$) является следующим по порядку за медью элементом ($Z=29$) и плотность его меньше плотности меди, то кривые $\Delta_{\text{Cu}} = f(U)$ могут быть без особенной ошибки отнесены и к цинку той же толщины, применяемому в качестве материала для предварительных фильтров. То же самое следует сказать и о добавочных легких фильтрах из алюминия, сопровождающих обычно тяжелые фильтры для поглощения собственного мягкого излучения фильтрующего слоя. Присутствием этих добавочных слоев алюминия в большинстве случаев допустимо пренебречь.

Серию нанесенных на качественной диаграмме кривых пересекает заштрихованный шлейф, охватывающий область значений фильтров, необходимых для получения достаточной биологической однородности лучей ($n \simeq 2,5$ октавы; $\frac{\lambda_{\text{eff}}}{\lambda_0} \simeq 2$). Лучам большей степени однородности, чем необходимо для биологической среды ($0 < n < 2,5$ и $1 < \frac{\lambda_{\text{eff}}}{\lambda_0} < 2$), соответствуют все значения фильтров, лежащие в точках, расположенных влево и вверх от заштрихованной области вплоть до кривой вполне однородного излучения (пунктирная кривая) длины волны $\lambda_{\text{eff}} \simeq \lambda_0$, получаемого при очень сильной фильтрации, когда $n \simeq 0$ и $\frac{\lambda_{\text{eff}}}{\lambda_0} \simeq 1$ (§ 12 — первый случай получения практической однородности). Лучам меньшей степени однородности ($n > 2,5$ и $\frac{\lambda_{\text{eff}}}{\lambda_0} > 2$) или с недостаточной однородностью даже для биологической среды соответствуют значения фильтров, лежащие в точках, расположенных вправо и вниз от той же заштрихованной области.

По вертикали рядом с осью ординат приведены значения λ_{eff} , отвечающие отложенным по оси ординат величинам Δ_{Cu} .

Качественная диаграмма прежде всего позволяет освободиться от того элемента произвольности при оценке излучения, который вносится различием форм кривых для аппаратов. В самом деле, качество смешанного излучения может быть задано не только фильтром δ и слоем половинного ослабления Δ , но также напряжением и фильтром, если только указать, что напряжение взято не по показаниям каких-либо измерительных приборов, а по качественной диаграмме для постоянного напряжения. Пользуясь диаграммой, можно далее судить и о степени однородности излучения путем измерения слоя половинного ослабления в меди. Следует, однако, заметить, что от-

пошение $\frac{\lambda_{eff}}{\lambda_0}$ для лучей одинаковой степени однородности зависит от формы кривой напряжения; для биологически однородных лучей $\frac{\lambda_{eff}}{\lambda_0} = 2$ лишь при постоянном напряжении. С помощью диаграммы всегда можно на различных аппаратах подобрать режим питания трубки так, чтобы получаемое излучение удовлетворяло требуемому качеству, т. е. при заданном фильтре показывало заданный слой половинного ослабления в меди Δ_{Cu} .

Кроме того для аппаратов с постоянным напряжением диаграмма дает возможность по измерениям Δ_{Cu} позади применяемого фильтра судить о фактически подводимом к трубке напряжении.

Таким образом, качественная диаграмма позволяет установить тот общий язык, с помощью которого единственно возможны как обмен опытом, так и взаимный контроль результатов для очень большого числа случаев применения смешанного излучения от крайне разнообразных аппаратов и трубок.

Для сравнения на рис. 36 приведена качественная диаграмма излучений трубки от аппаратов, работающих по схеме Вилларда.

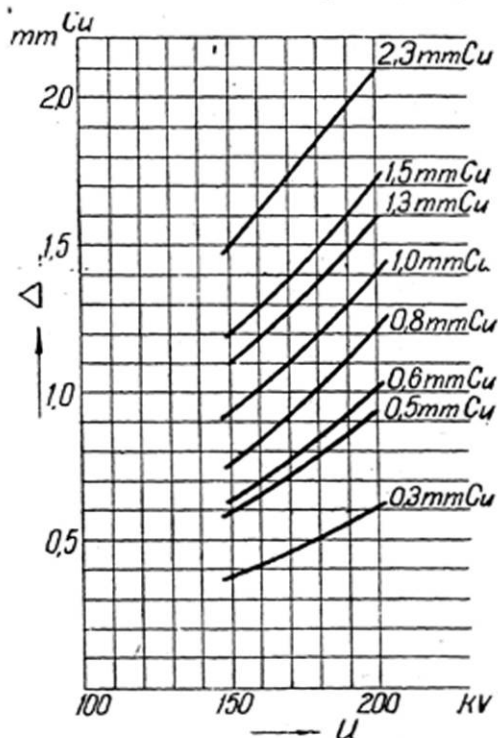


Рис. 36. Качественная диаграмма для синусоидально - пульсирующего напряжения (а) (схема Вилларда) по Бенкену. Из сравнения с рис. 35 можно сделать заключение о влиянии формы кривой напряжения на качество излучения.

Г Л А В А IV

ЭНЕРГЕТИЧЕСКАЯ ОЦЕНКА ИЗЛУЧЕНИЙ

§ 14. Действие рентгеновских лучей

Человеческий глаз не обладает способностью непосредственного восприятия рентгеновских лучей. О присутствии их можно судить лишь по тем вторичным процессам, которые лучи создают в освещаемой среде. Прежде всего надо заметить, что любое действие лучей может быть произведено только за счет той их энергии, которая поглощена средой. Поглощение рентгеновских лучей, как и возникновение их, является процессом внутриатомным, вследствие чего действие рентгеновских лучей отображает именно эти процессы. Первичным действием во всех проявлениях рентгеновских лучей является фотоэлектрическое действие (глава III, § 11), однако реакция среды на это действие может быть весьма разнообразной. Можно указать четыре рода действий рентгеновских лучей: тепловое, фотоэлектрическое, световозбуждающее и фотохимическое. Что касается биологического эффекта лучей, то оно обусловлено как совокупностью всех перечисленных действий, так и функциями самой клетки, — поэтому здесь не рассматривается.

Вообще говоря, в поглощающей лучи среде одновременно происходят ряд процессов, однако если всю поглощенную энергию локализовать в некотором объеме, то в результате всех преобразований, за исключением химических реакций, лучистая энергия перейдет в тепловую. В этом случае имеет место чистый тепловой эффект от лучей, проявляющийся в повышении температуры поглощающей среды. Количество выделившегося тепла, очевидно, эквивалентно поглощенной энергии лучей, а при полном поглощении — также и энергии падающего излучения.

В действительности, как было указано, при поглощении в среде кроме выделения тепла неизбежно происходят в той или иной мере также и другие посторонние процессы, так что под локализацией следует подразумевать такую постановку измерений, при которой эти посторонние процессы имеют незначительное влияние. Измерения теплового действия рентгеновских лучей представляют большие трудности как по причинам, связанным с локализацией энергии, так и вследствие малости величины этой энергии. Так например, при

постоянном напряжении на зажимах трубки $U = 140 \text{ kV}$ и эмиссионном токе $J = 4 \text{ mA}$ нефльтрованное излучение на расстоянии от фокуса $f = 50 \text{ см}$ при поглощении в слое 3 мм Pb и при полной теплоизоляции его дает повышение температуры всего на $0,01^\circ$ в 1 минуту. Тем не менее тепловые измерения для дозиметрии представляют значительный интерес. Только через полное поглощение излучения с измерением выделенного тепла возможно непосредственное экспериментальное определение энергии, а значит и интенсивности падающих лучей. Тщательные экспериментальные исследования в этом направлении ряда авторов (Куленкамф, Румп, Краузер и др.) позволили выяснить значение коэффициента полезного действия трубки, а также измерить величину работы ионизации в воздухе, что, как будет показано ниже, имеет существенное значение для дозиметрии. Для измерительных целей несравненно большие удобства

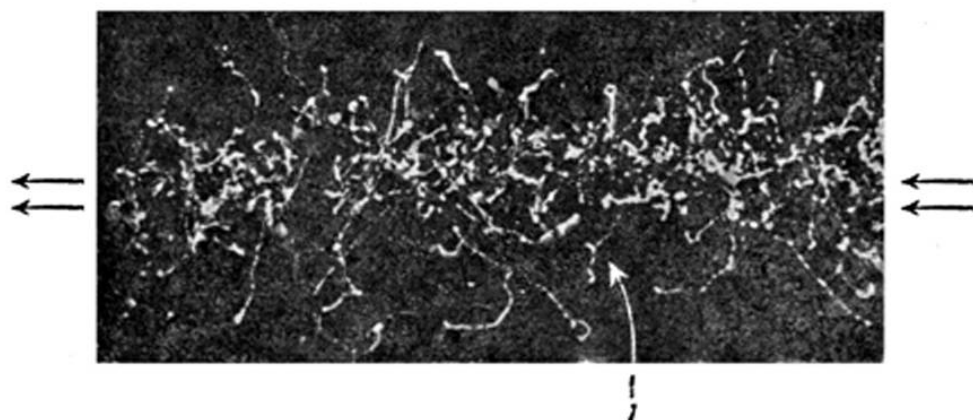


Рис. 37. Фотография ионизационного процесса в воздухе под действием рентгеновских лучей, снятая Вильсоном с помощью туманной камеры.

представляет ионизационное действие рентгеновских лучей, т. е. образование в поглощающей среде положительно и отрицательно заряженных атомов, молекул или групп молекул (ионы). Ионизационное действие является прямым следствием фотоэлектрического действия. Наиболее чистую картину этого процесса естественно ожидать в легких инертных газах при воздействии на них рентгеновских лучей. Действительно, в этом случае вырванные квантой лучистой энергии первичные фотоэлектроны, а также электроны отдачи комптон-эффекта, обладая большой кинетической энергией, в свою очередь производят ионизацию через столкновение с молекулами газа и тем самым обуславливают образование вторичных, третичных т. д. электронов. Характер процесса показан на рис. 26. Иллюстрацией к нему может служить фотография (рис. 37) путей электронов при ионизации рентгеновскими лучами, снятая Вильсоном с помощью туманной камеры.

Параллельно с процессом ионизации, т. е. с разделением молекулы на отрицательный электрон и положительный остаток, несомненно, происходит в среде также и рекомбинация ионов. Это значит, что при некотором неизменном действии ионизатора (рентгеновские лучи) в освещаемой среде всегда существует столько пар ионов, сколько необходимо для соблюдения динамического равновесия (равенства числа вновь образуемых и числа рекомбинирующих ионов). Очевидно, что эта концентрация ионов будет тем больше, чем больше квант лучистой энергии (фотонов) преобразуется в энергию первичных фотоэлектронов. Влияние посторонних процессов при ионизации легких газов не может быть значительным. Тепловое действие ничтожно мало, так как оно может быть обусловлено лишь теми электронами, кинетическая энергия которых уже недостаточна для ударной ионизации. В энергию лучей флуоресценции (глава III, § 11) преобразуется также лишь очень малая часть энергии рентгеновских лучей, поскольку границы полос поглощения для легких газов лежат далеко за пределами рентгеновского спектра. Кроме того эти лучи флуоресценции, поглощаясь газом, в свою очередь производят ионизацию. Фотохимическое действие вовсе отсутствует, если газ является химически инертным.

Таким образом число образованных в газе ионов будет служить мерой поглощенной в этой среде энергии рентгеновских лучей, если для образования пары ионов необходима одна и та же работа вне зависимости от качества излучения или длины волны, что, как будет показано ниже, и имеет место.

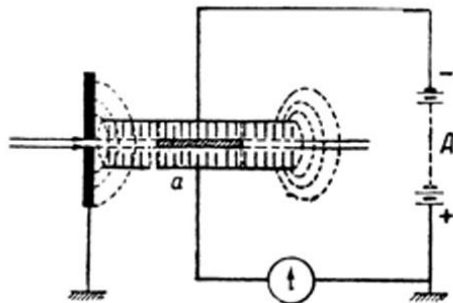


Рис. 38. Принципиальная схема измерения ионизационного тока в газе.

Определение числа ежесекундно образуемых в газе ионов производится с помощью измерения силы ионизационного тока. Для этой цели в газе помещаются два электрода, между которыми создается электрическое силовое поле определенной конфигурации, как это представлено на рис. 38.

Под действием сил электрического поля ионы, образованные в газе ионизатором (рентгеновскими лучами), будут отводиться к электродам, и в цепи батареи А будет протекать электрический ток.

Очевидно, что измерительного электрода а могут достигнуть только те ионы, которые образуются в объеме газа, выделенном электрическим полем между электродами. Эти ионы своим существованием обязаны тем первичным фотоэлектронам и электронам отдачи комптонэфекта, которые возникают в объеме газа, ограниченном пучком лучей и силовым электрическим полем (измерительный ионизационный объем). Сила ионизационного тока определяется количеством

электричества, ежесекундно прибывающего на электрод, а так как в газе отрицательными ионами служат электроны с зарядом

$$e = 4,77 \cdot 10^{-10} \text{ CGSE},$$

то, очевидно

$$i = ne,$$

где n —число прибывающих в 1 сек. электронов. При изменении разности потенциалов между электродами или, что то же, при изменении градиента потенциала $E = \frac{dU}{dl}$ ¹ будет изменяться сила, действующая на ионы в электрическом поле, а значит и скорость движения их. При наличии поля в ионизированном лучами газе протекают, вообще говоря, три процесса: ионизация, рекомбинация и отведение ионов к электродам. Чем больше градиент потенциала в месте образования ионов, чем больше, следовательно, электрическая сила, приводящая их в движение и тем самым препятствующая их воссоединению, тем меньшую роль будет играть процесс рекомбинации ионов. Всегда можно разность потенциалов между электродами поднять так, что влияние рекомбинации вследствие малой концентрации ионов будет исключено, и тогда, очевидно, число ежесекундно образованных в газе электронов будет равно числу прибывающих за то же время на электрод (ток насыщения). Ясно, что дальнейшее повышение разности потенциалов выше потенциала насыщения не может вызвать увеличения силы ионизационного тока, а скажется лишь на увеличении кинетической энергии электронов, достигающих электрода.

При больших скоростях движения электронов, когда кинетическая энергия их при столкновении с атомом достаточна для образования новой пары ионов, ионизационный ток будет снова возрастать, так как он обусловлен в этом случае не только ионизатором—лучами, но также и ионизатором—быстрыми электронами. Ход изменения ионизационного тока в газе в зависимости от разности потенциалов на электродах при неизменном действии ионизатора показан на рис. 39.

Как выше уже было указано, ионизационный ток обусловлен вторичными, третичными и т. д. электронами—это значит, что газовый промежуток между пучком лучей и электродами должен быть достаточно велик для того, чтобы электроны больших скоростей имели возможность преобразовать всю свою энергию в работу ионизации

¹ Под градиентом потенциала подразумевается изменение потенциала, отнесенное к единице длины силовой линии поля. В частном случае равномерного поля $E = \frac{U}{l}$, где U —разность потенциалов на электродах и l —длина силовой линии.

газа, прежде чем сами достигнут электрода. Таким образом, только путем измерения тока насыщения и при условии полного использования энергии вторичных электронов исключительно в газе можно воспользоваться ионизационным действием рентгеновских лучей для

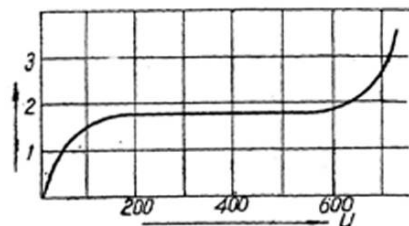


Рис. 39. Сила ионизационного тока в газах в зависимости от разности потенциалов U между электродами.

очень невелики, однако техника электрических измерений даже столь малых токов в настоящее время настолько развита, что практическое применение ионизационного действия лучей не вызывает особых затруднений.

Для увеличения ионизационных токов в тех случаях, когда нельзя значительно увеличить измерительный ионизационный объем в качестве среды, наполняющей ионизационную камеру, можно воспользоваться более тяжелыми чем воздух газами, как например, A , SO_2 , CH_3Br , CH_3I , C_2H_5Br , C_2H_5I . К этим мерам прибегают лишь в исключительных случаях ввиду возникающих экспериментальных затруднений и воздействия углеводородных соединений Br и I на янтарную изоляцию электродов. Данные об относительном увеличении ионизации различных газов по сравнению с ионизацией в воздухе приведены в табл. 9.

Под действием рентгеновских лучей проводимость обнаруживают не только газы, но и диэлектрики вообще и, в частности, лучшие изоляционные материалы, как-то: парафин, слюда, кварц, известковый шпат, каменная соль, сера, резина и янтарь. По исследованиям Рооса для резины, парафина и янтаря уже при незначительной разности потенциалов (30—50 V) протекающий ток достигает насыщения, что указывает на аналогию с процессом ионизации в газах. При этом измеряемый ток пропорционален поглощаемой материалом энергии излучения. Однако этого нельзя сказать про все материалы; так, для некоторых из них (например, каменная соль) сила тока непрерывно возрастает при повышении разности потенциалов, хотя интенсивность падающих лучей остается неизменной. Это значит, что проводимость таких материалов под действием рентгеновских лучей обусловлена более сложным процессом, чем в газах. Для измерительных целей фотоэлектрическая проводимость была использована Фюрсте-

определения мощности излучения N_a , поглощенной газом, заключенным в измерительном ионизационном объеме, а при учете времени также и энергии W_a .

Величины ионизационных токов в воздухе, отнесенные к измерительному ионизационному объему в 1 см^3 , для большинства дозиметрических измерений лежат в пределах от

$i=10^{-9} \text{ А}$ до $i=10^{-15} \text{ А}$, т. е.

нау в так называемом интенсивметре. В этом приборе поглощающей средой служит селен, изменение проводимости которого измеряется с помощью неравновешенного моста Витстона.

По исследованиям Шмитца, применявшего для измерений интенсивности рентгеновских лучей тепловой (болометрический) метод, оказалось, что при малых значениях интенсивности падающих лучей изменение проводимости селена прямо пропорционально интенсивности лучей, в то время как для больших значений изменение возрастает медленнее, чем следует по закону прямой пропорциональности.

Чувствительность селена к лучам различной длины волны также оказалась различной. Интенсивность рентгеновских лучей, необходимая для создания одного и того же изменения проводимости селена, с уменьшением длины волны сильно возрастает. Кроник и Фридрих, а также Кюстнер произвели систематические сравнительные измерения проводимости селеновой камеры в интенсивметре Фюрстенау и ионизационного действия рентгеновских лучей в воздухе для лучей различных длин волн.

Оказалось, что соотношение между показаниями интенсивметра и силой ионизационного тока в воздухе претерпевает значительные изменения в зависимости от качества излучения с максимумом для $\frac{F}{i}$ при $\lambda = 0,24 \text{ \AA}$ (рис. 40).

Как следствие из кривой рис. 40 вытекает, что изменение проводимости селена непрямо пропорционально также и поглощенной им мощности излучения. В самом деле, если бы такая пропорциональность существовала, то для $\frac{I_F}{i}$ имело бы место соотношение

$$\frac{I_F}{i} = C \frac{\tau_x + \sigma_{rx}}{\tau + \sigma_r},$$

где τ_x и τ — коэффициенты поглощения лучей в селене и воздухе. Только в области очень коротких длин волн, когда и процесс ионизации воздуха основную роль играет σ_r , можно было бы ожидать убывания $\frac{I_F}{i}$.

Если кроме того учесть, что селен, как реактив на действие рентгеновских лучей, имеет границу К — полосы поглощения в области $\lambda \approx 1 \text{ \AA}$ и обладает значительной „инерцией“ и „утомляемостью“

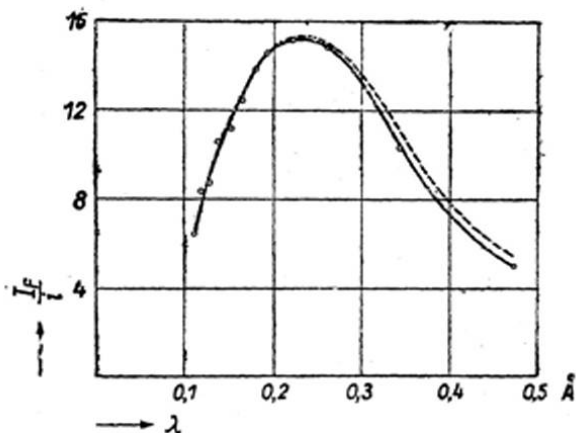


Рис. 40. Отношение показания интенсивметра Фюрстенау I_F к силе ионизационного тока в воздухе i для одного и того же излучения в зависимости от длины волны излучения.

(в смысле изменения проводимости), то такого рода эмпирический путь измерения может легко привести к ошибкам в количественной оценке излучения, — что необходимо отметить.

Кроме непосредственного измерения силы ионизационного тока в газах возможно использование ионизационного действия лучей еще и через влияние, которое лучи оказывают на возникновение искры или тихого разряда в газе (счетчики Гейгера и счетные трубки). Это влияние заключается в том, что рентгеновские лучи ускоряют разряд или уменьшают время между подачей потенциала и разрядом. Явление обуславливается также первичным фотоэлектрическим действием. Если разность потенциалов между двумя электродами, например, острием и стенкой, доведена до значения, весьма близкого к разрядному напряжению, то разряд возникнет лишь при условии существования в газе некоторого числа ионов, обуславливающих лавинный процесс ударной ионизации. Это значит, что разряд, не происходящий в газе или возникающий сравнительно редко в нормальных условиях (т. е. при наличии только сильно проникающей радиации), ускоряется или происходит чаще при попадании квант энергии рентгеновских лучей в „чувствительную“ область прибора. При соответственно подобранных условиях (качество острия или поверхность нити, служащие одним из электродов; давление и род газа, наполняющего счетчик; незначительное число попадающих квант; постоянство напряжения), возникший разряд сам себя локализирует благодаря образованию весьма тонкого полупроводящего слоя на поверхности, у которой градиент потенциала имеет наибольшее значение (острие или нить). При прохождении разрядного тока все падение потенциала приходится на этот слой, и таким образом лавинный процесс ионизации пресекается.

По исследованию Гейгера и Бозе время между вступлением электрона в чувствительную область прибора и действием счетчика составляет всего 0,01 сек., однако счетчик регистрирует не все электроны, а лишь ту или иную часть их в зависимости от условий работы (знака потенциала кожуха). При исследованиях рентгеновских лучей счетчик для поглощения возможно большего числа квант наполняют аргоном, так как повышение давления влечет за собой уменьшение избирательной способности счетчика.

В целях измерений рентгеновских лучей употребляют счетные трубки с нитью вместо острия (Гейгер-Мюллер). Мерой числа поглощенных квант является число происходящих разрядов, регистрируемых каким-либо способом (визуально или записью). Однако можно воспользоваться также измерением потенциала конденсатора, получающего заряд при прохождении разрядного тока, если имеется уверенность в неизменности количества электричества, подводимого за каждый отдельный разряд, что, как показали Молин и Ионсон, имеет место только при небольшом числе регистрируемых частиц, возникающих от первичных электронов и при тщательном соблюдении приемов измерения, обеспечивающих неизменные условия возбуждения разряда. Метод

возбуждения лучами разряда представляет, таким образом, определенную ценность при измерении весьма слабых излучений благодаря своей высокой чувствительности, хотя вместе с тем требует крайней осторожности при количественных заключениях.

На фотоэлектрическом эффекте основано также и действие вентильных фотоэлементов (Sperrschicht Photoeffekt). Эти фотоэлементы состоят из двух слоев металла (один из слоев обычно наносится катодным распылением или испарением металла), между которыми находится тонкий слой полупроводника. При освещении вентильного фотоэлемента электронный поток со стороны полупроводника в металл будет больше, чем поток со стороны металла в полупроводник, так как поглощение квант лучистой энергии в металле происходит не только за счет фотоэлектрического действия. В результате такого электронного обмена при наличии вентильного зазора молекулярных размеров между металлом и полупроводником можно получить непрерывное течение электричества в цепи, подключенной к металлическим слоям, как электродам при действии излучения.

Из ряда вентильных фотоэлементов (меднозакисных, селеновых, карборундовых, молибденовых и др.) в области рентгеновских лучей наиболее чувствительными оказались селентеллуrowые фотоэлементы.

По наблюдениям Таллера, в меднозакисных фотоэлементах при освещении их рентгеновскими лучами вовсе не замечается возникновения какого-либо фототока¹, в то время как селентеллуrowые фотоэлементы дают в области мягких рентгеновских лучей показания, пропорциональные силе эмиссионного тока, протекающего через трубку.

Однако эти показания зависят от температуры. Так при повышении температуры в пределах от 15° до 30°С фототок таких фотоэлементов при неизменном излучении убывает в среднем на 1,5°/о на каждый градус. С другой стороны, Ланге и Залени, а затем Шарф и Вейнбаум нашли вполне отчетливое действие рентгеновских лучей и на меднозакисные фотоэлементы (Cu_2O Forderwandzelle). По исследованию последних авторов сила фотоэлектрического тока пропорционально ионизационному эффекту лучей в воздухе в широком диапазоне качества излучения (от $\Delta_{\text{Cu}} = 0,02$ мм до $\Delta_{\text{Cu}} = 0,9$ мм), причем авторы указывают, что 1 r/сек отвечает ток фотоэлемента 10^{-8} А на квадратный сантиметр освещаемой поверхности. Если учесть несомненно существующую зависимость показаний вентильных фотоэлементов с длиной волны падающего излучения (наличие границы полосы поглощения в рассматриваемой области спектра рентгеновских лучей), то следует признать, что для измерительных целей они пригодны лишь в узких границах излучений.

Особенный интерес представляет применение вентильных фотоэлементов на мягких рентгеновских лучах, так как простота обра-

¹ Следует заметить, что эффект от рентгеновских лучей при воздействии ими на полупроводящие фотоэлементы в значительной мере зависит от способа приготовления этих фотоэлементов.

ждения с ними (фотоэлемент-гальванометр) и отсутствие каких-либо неопределенностей при отсчете фокусных расстояний (что для мягких лучей особенно важно) позволяют достигнуть большей точности измерения и экономии во времени. Процессы, происходящие в вентильном фотоэлементе, являются чисто электронными, а потому в их действии не имеют места явления „утомляемости“ или „инерции“, которые наблюдаются при процессах, связанных с проводимостью селена.

Параллельно с процессом образования вторичных электронов и рекомбинации ионов, как выше было указано, имеет место также световозбуждающее действие рентгеновских лучей или возбуждение лучей флуоресценции. Вообще говоря, в энергию лучей флуоресценции переходит лишь незначительная часть преобразованной энергии рентгеновских лучей, и широкое применение экранов для визуальных наблюдений при работе с рентгеновскими лучами следует объяснить лишь сильной чувствительностью глаза к видимому спектру. Основными условиями возникновения лучей флуоресценции достаточной интенсивности являются присутствие тяжелых элементов в активном слое и его кристаллическое строение. В настоящее время известен целый ряд соединений, применяемых в качестве вещества активного слоя. Из них обычно употребляются платиносинеродистый барий ($\text{BaPt}(\text{Cn})_4\text{H}_2\text{O}$) для экранов визуального наблюдения и вольфрамокислый кальций (CaWO_4) для усилительных экранов.

Практически все флуоресцирующие под действием рентгеновских лучей вещества более или менее обладают послесвечением (фосфоресценцией), чем совместно с характером спектрального состава испускаемого света объясняется выбор вещества активного слоя экранов для различных целей. Исследования Шункнеста над возбуждением лучей флуоресценции различных веществ катодным пучком и рентгеновскими лучами показали, что в обоих случаях свет флуоресцирующего вещества имеет одинаковый спектральный состав. Количественное подтверждение этого явления дали Глокер, Кауп и Видеман, исходя из предположения, что лучи флуоресценции образуются за счет энергии рентгеновских лучей, перешедшей в энергию электронов. Исследования этих авторов, произведенные над экраном с активным слоем силиката цинка ZnSiO_3 , показали, что ход изменения соотношения между яркостью экрана и ионизационным током в воздухе, или, что то же, интенсивностью лучей флуоресценции и числом ежесекундно образуемых теми же рентгеновскими лучами электронов в 1 см^3 воздуха в зависимости от длины волны излучения, вполне может быть объяснен ослаблением рентгеновских и возбуждаемых световых лучей в активном слое.

Если через k обозначить коэффициент, учитывающий ту часть интенсивности падающих рентгеновских лучей I_0 , которая в элементе объема активного слоя преобразуется в лучи флуоресценции, то выходящая из глубины x интенсивность лучей флуоресценции будет

$$dI_f = kI_0 e^{-(\mu_r + \mu_{\lambda} x)} dx, \quad (40)$$

где μ и μ_1 — коэффициенты ослабления рентгеновских и световых лучей. Интегрирование по всей толщине слоя даст, очевидно, общую интенсивность лучей флуоресценции. Сравнительную оценку результатов теоретического подсчета, в котором kI_0 взято пропорциональным части интенсивности лучей, преобразованной в энергию электронов, с экспериментальными данными тех же авторов можно сделать по кривым рис. 41.

Достаточно близкое совпадение результатов показывает правильность выбора значения коэффициента k , или что то же, правильность предположения, что энергия лучей флуоресценции обусловлена возникающими в слое вторичными электронами.

Значительное изменение отношения $\frac{I_f}{i}$ с максимумом при $\lambda = 0,35 \text{ Å}$, т. е. ход этого отношения с длиной волны является следствием рассмотренного процесса возникновения лучей флуоресценции. Убывание отношения $\frac{I_f}{i}$ в области коротких волн объясняется тем, что в этом случае ионизация в воздухе происходит главным образом за счет электронов рассеяния, в то время как в флуоресцирующем слое, который содержит тяжелые элементы, преобладает еще поглощение. При больших длинах волн излучения уменьшение $\frac{I_f}{i}$ происходит вследствие значительного ослабления рентгеновского излучения в толщине активного слоя экрана.

Как следует из соотношения (31) (глава III, § 11), всегда можно от ионизационного тока при известном γ перейти к интенсивности падающих лучей; для сравнительной оценки чувствительности ионизационного и рентгенофотометрического методов на рис. 42 приведены кривые ионизационного тока и яркости экрана, в зависимости от длины волны λ , отнесенные к одной и той же интенсивности падающих рентгеновских лучей и для экрана с активным слоем обычной толщины.

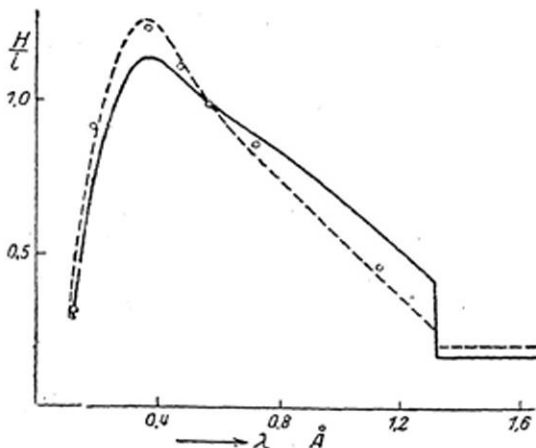


Рис. 41. Отношение яркости флуоресцирующего экрана H к силе ионизационного тока в воздухе для одного и того же излучения в зависимости от длины волны.

Из рассмотрения этих кривых следует, что начиная с длины волны $\lambda \approx 0,5 \text{ \AA}$ ионизационная камера является значительно более чувстви-

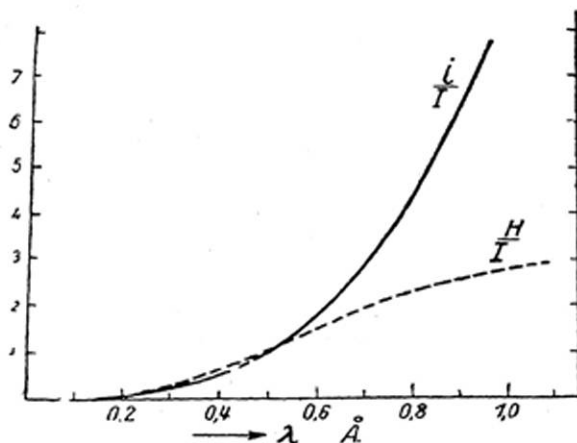


Рис. 42. Яркость светящегося экрана H и сила ионизационного тока в воздухе i для одинаковой интенсивности падающего излучения I_0 в зависимости от длины волны.

тельным прибором, чем флуоресцирующий экран. Кроме того вследствие наличия тяжелых элементов (например, Ur , Hg , Pt , W , Ba , Cd , Zn) во флуоресцирующем слое, у которых границы полос поглощения лежат в рассматриваемой области рентгеновского излучения (табл. 2), яркость экранов претерпевает резкое изменение при переходе от длин волн до полосы поглощения к длинам волн после полосы поглощения, как это видно из рис. 41.

Наличие этих скачков поглощения служит принципиальным затруднением к использованию флуоресцирующего действия рентгеновских лучей для измерительных целей. Фотохимический эффект лучей или преобразование их энергии в работу химической реакции в основе имеет то же фотоэлектрическое действие. В результате действия рентгеновских лучей в веществе происходит в том или ином виде реакция разложения с выделением элементов. Так в случае фотографического действия из бромосеребряного слоя эмульсии выделяется серебро (Ag), которое является основой образования зерен. Последние при проявлении создают почернение пленки. Мерой почернения служит величина

$$S = \lg \frac{I_0}{I}, \quad (41)$$

где I_0 — интенсивность падающих на почерневший слой видимых лучей, а I — лучей, прошедших через него.

Действительно, так как $I = I_0 e^{-nk}$, где n — число зерен Ag и k — коэффициент поглощения каждого из них, то $S = \text{с.п.к.}$, т. е. S пропорционально числу зерен n или почернению. Вообще говоря, в области рентгеновских лучей для одной и той же эмульсии почернение S является функцией интенсивности рентгеновских лучей — I , времени экспозиции t , длины волны излучения λ и фактора проявления r , т. е. $S = f(I, t, \lambda, r)$.

По исследованиям Глокера, Трауба, Боуэrsa и Шлюснера-Кемпферта, при неизменной λ и одинаковом τ почернение

$$S = \varphi(I \cdot t^p),$$

где p — так называемый показатель почернения. Для различных сортов пленок в области почернений от $S=0,4$ до $S=1,4$ и различных форм кривых напряжения, подводимого к трубке, p изменяется в пределах от 0,98 до 1. Как среднее, можно считать

$$p = 0,98 \pm 0,01,$$

т. е. весьма близкое к единице значение. Таким образом при неизменном качестве излучения, нормальном (оптимальном) проявлении и почернении $S < 1,5$, допустимо в первом приближении считать, что почернение S пропорционально энергии излучения или нагрузке аппарата (числу миллиамперсекунд при постоянном напряжении). Следует отметить, что для рентгеновских лучей не замечается того порога чувствительности пленки, который наблюдается для видимого света при малых интенсивностях рис. 43.

* Для почернения $S \geq 1,5$ такая пропорциональность нарушается. Рост почернения с увеличением энергии излучения замедляется и при передержках, вследствие наступления соляризации, меняет даже знак (почернение убывает). Для мягких рентгеновских лучей этот процесс наступает при еще меньших почернениях, так как в этом случае фотохимическому действию подвергается лишь тонкий верхний слой эмульсии. Из сказанного вытекает, что сравнение интенсивности излучения даже одного и того же качества по фотографическому действию можно делать только при незначительных почернениях S (оптимум 0,7—1,0), когда оно еще остается пропорциональным энергии излучения. Что же касается зависимости от качества излучения, то одной и той же энергии падающих лучей, очевидно, будет отвечать тем меньшее почернение, чем короче длина волны λ , так как тем меньше лучистой энергии поглощается чувствительным слоем эмульсии. Для очень мягких рентгеновских лучей кроме того будет сказываться поглощение в желатинном слое эмульсии. Сравнительные измерения фотографического и ионизационного действия рентгеновских лучей, приведенные Глокером и Бертольдсом, показывают (рис. 44), что одной и той же энергии лучей, поглощенной пленкой, не отвечает одинаковое почернение фотопленки.

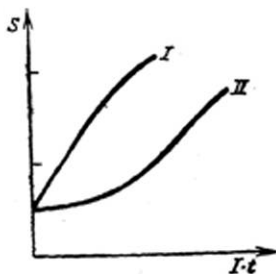


Рис. 43. Кривые почернения фотопленок при малых энергиях излучений I — для рентгеновских лучей; II — для видимого света.

Вблизи границ полос поглощения для $\text{Ag } \nu = 6,3 \cdot 10^{18}$ и $\text{Br } \nu = 3,3 \cdot 10^{18}$ отношение $\frac{S}{W_a}$ претерпевает резкое изменение (скачок), вследствие того, что часть поглощенной энергии преобразуется в энергию характеристического излучения ($k < 1$ — глава III, § 11). Кроме того и вдали от границы поглощения для больших частот $\frac{S}{W_a}$ не только не достигает прежнего значения, но даже убывает. Это будет ясно, если принять во внимание, что фотографическое действие также обусловлено той частью поглощенной энергии лучей, которая преобразуется в энергию электронов, т. е.

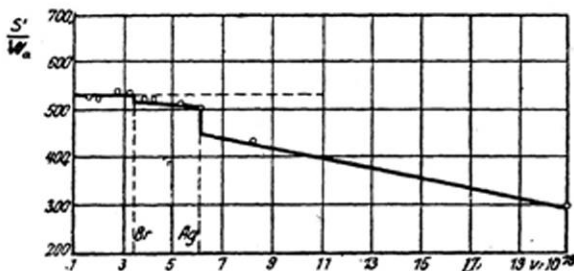


Рис. 44. Отношение почернения S фотопленки к поглощенной ею энергии излучения W_a в зависимости от частоты колебаний ν , полученное Глокером пересчетом из сравнения с ионизационным действием.

$$\frac{S}{W_a} = c \frac{\gamma'}{\gamma},$$

где γ' и γ — коэффициенты электронного преобразования фотографического слоя и воздуха.

При больших частотах колебаний (малая длина волны) в воздухе значительную роль, как уже указывалось, играют электроны рассеяния, в то время как в бромосеребряном слое влияние рассеяния в сравнении с поглощением остается еще очень малым. Пересчет на значение энергии падающих рентгеновских лучей, которые создают одинаковое почернение S , или, что то же, характеристика чувствительности слоя фотоэмульсии $\frac{W_0}{S}$ дает ожидаемый ход кривой с длиной волны: возрастание чувствительности при возрастании длины волны приблизительно пропорционально λ^3 со скачками в области длин волн характеристического излучения серебра и брома. Наличие границ полос поглощения в рассматриваемой области рентгеновских лучей ставит, как и в случае световозбуждающего эффекта, принципиальное затруднение в применении фотографического метода для измерительных целей. Если учесть, что результат измерений зависит также от сорта пленок, проявительных средств, методики проявления и величины почернения, то можно заключить, что только при весьма благоприятных условиях измерений и очень тщательном их выполнении возможно получение надежных результатов. Однако нельзя не отметить некоторых ценных особенностей этого метода. Основное

преимущество фотографического метода при энергетических измерениях заключается в интегрирующем действии фотопленки, благодаря чему возможны, хотя и с небольшой точностью, измерения весьма слабых излучений. Так как при этом никаких осложнений в применение фотопленок не вносится, то часто к этому методу прибегают для относительных измерений, а также для измерений степени защиты от вредного действия рентгеновских лучей. К последним измерениям, попутным и неспециальным по причинам указанным выше, следует всегда относиться с большой осторожностью.

⁴ Вторым преимуществом является возможность применения фотографического метода при очень малых поперечных сечениях пучка, так как чувствительность пленки не зависит от величины освещаемой поверхности, в то время как при ионизационном методе чувствительность камеры, при неизменной интенсивности излучения, тем больше, чем больше измерительный ионизационный объем воздуха. В некоторых случаях это преимущество фотографического метода имеет решающее значение. Наконец, почернение пленки одновременно является и автоматической записью, так что все дальнейшие измерения (например, измерение почернения) легко могут быть подвергнуты контролю.

Абсолютное значение чувствительности фотопленок различно в зависимости от их сорта и проявительных средств. По измерениям Боуэрс можно принять ориентировочно, что для получения ясно видимого почернения необходимо поглощение чувствительным слоем обычной толщины энергии рентгеновских лучей, по крайней мере, в 1 эрг на см^2 поверхности этого слоя.

По данным Кирхнера и Гюкера можно считать, что на каждый освобожденный атом серебра в непроявленной пластинке требуется энергия в $27V^1$ независимо от длины волны действующего излучения.

Для области рентгеновских лучей при этом каждая поглощенная кванта обеспечивает одно зерно после проявления, так что число зерен равно числу поглощенных квант. Для увеличения почернения пленки в практике часто прибегают к помощи так называемых усиливающих экранов. Рентгеновские лучи, прежде чем достигнуть бромо-серебряного слоя эмульсии, проходят через флуоресцирующий экран, плотно прижатый к слою. Так как один слой непосредственно соприкасается с другим, то почернение будет происходить как под действием рентгеновских лучей, так и под действием видимых лучей флуоресценции экрана. Усиливающее действие экрана также зависит от длины волны рентгеновских лучей, вызывающих его свечение. Если под коэффициентом усиления n подразумевают отношение времени экспозиции t_0 , отвечающего одному и тому же почернению пленки без усиливающего экрана ко времени экспозиции t с экраном, т. е. считать $n = \frac{t_0}{t}$, то можно показать, что с увеличением длины

¹ Имеется в виду та разность потенциалов, под действием которой электрон приобретает необходимую кинетическую энергию (электрон-вольт).

волны λ должно убывать. Действительно, для рентгеновских лучей длины волны λ поглощенная в бромо-серебряном слое за время t_0 энергия (поверхность принята равной см^2) будет

$$E_a = I_0 \gamma_2 d_2 t_0,$$

где d_2 — толщина слоя, а γ_2 — коэффициент электронного преобразования в нем. В случае применения усиливающего экрана для той же поглощенной энергии лучей (условие одинакового почернения и неизменной интенсивности падающих лучей) получим:

$$E_a = (I_{0e}^{-\mu_1 d_1} \gamma_2 d_2 + k \cdot I_0) t.$$

Здесь μ_1 — коэффициент ослабления излучения в экране, d_1 — толщина слоя экрана, а k — коэффициент, показывающий, какая часть интенсивности падающих на световозбуждающий слой рентгеновских лучей преобразовывается в лучи флуоресценции (рис. 42), откуда для коэффициента усиления, — и получим:

$$n = e^{-\mu_1 d_1} + \frac{k}{\gamma_2 d_2}. \quad (42)$$

При возрастании длины волны λ первый член соотношения (42) убывает по экспоненциальному закону вследствие возрастания μ_1 . Второй член находится в более сложной зависимости от λ : хотя знаменатель дроби и возрастает с увеличением длины волны, однако числитель k сперва также несколько возрастает, но затем убывает, как это вытекает из кривой рис. 42. Второй член следовательно будет тоже убывать, а значит убывает и n . Кроме квантового воздействия на фотослой, при использовании усиливающихся экранов может иметь место и электронное воздействие (фотоэлектроны световозбуждающего слоя экрана), которое также зависит от длины волны падающих рентгеновских лучей. Экспериментальные исследования усилительных экранов, проведенные Шехтером, Эвальд-Вильс, с характеристическим излучением ряда металлов (K-серия) показали, что ход изменения коэффициента усиления с длиной волны имеет прямолинейный вид, как это показано на рис. 45.

Скачок значения n вблизи $\lambda = 0,5 \text{ \AA}$ соответствует границе полосы поглощения серебра фотослойа. Таким образом усиление тем меньше, чем больше длина волны рентгеновских лучей или мягче излучение. При очень малых интенсивностях рентгеновских лучей, когда свечение усиливающего экрана будет очень слабым, может оказаться, что оно вовсе не вызовет усиления, так как не будет перейден порог чувствительности пленки к видимому свету. Применение усилительных экранов при очень малых интенсивностях рентгеновских лучей, очевидно, бесполезно.

Кроме фотографического эффекта фотохимическое действие рентгеновского излучения выражается в изменении окраски ряда кристал-

лических тел и выпадения осадка из растворов и коллоидных смесей. Так например, изменение окраски происходит у кристаллов платиновой соли, солей щелочных металлов, калийной, магниевой, аммониевой, каменной соли и ряда других. Все кристаллы, в которых происходит изменение окраски, относятся к гетерополярным, т. е. имеют решетку, состоящую из ионов.

В основе этого процесса лежит нейтрализация вторичными электронами, образующимися под действием квант рентгеновского излучения, положительных ионов металлов кристаллической решетки. Из большого числа образовавшихся нейтральных атомов создаются в кристалле частички металла, изменяющие его окраску в тот или иной свойственный этому металлу цвет. Окраска, следовательно, связана с модификацией кристаллического строения солей.

Под действием видимого света происходит обратный процесс восстановления ионной решетки, а значит и потери окраски. Выделение чистого элемента под действием рентгеновских лучей можно наблюдать, например, из раствора иодоформа в хлороформе или бензоле (выделяется иод). Кроме того происходит выпадение осадка из большого числа коллоидальных растворов. Для энергетических измерений эти виды фотохимического действия лучей мало пригодны. Наибольшее распространение получили так называемые таблетки Сабуро-Нуаре со шкалой Гольдкнехта. В этих таблетках наблюдается изменение окраски платиноцианистого соединения. Помимо малой точности при цветовых сравнениях они имеют еще тот недостаток, что границы полос поглощения элементов в этих соединениях находятся в рассматриваемой области рентгеновского излучения (табл. 2).

Такие процессы как выделение иода из раствора иодоформа, и ряд других процессов происходят не только во время действия лу-

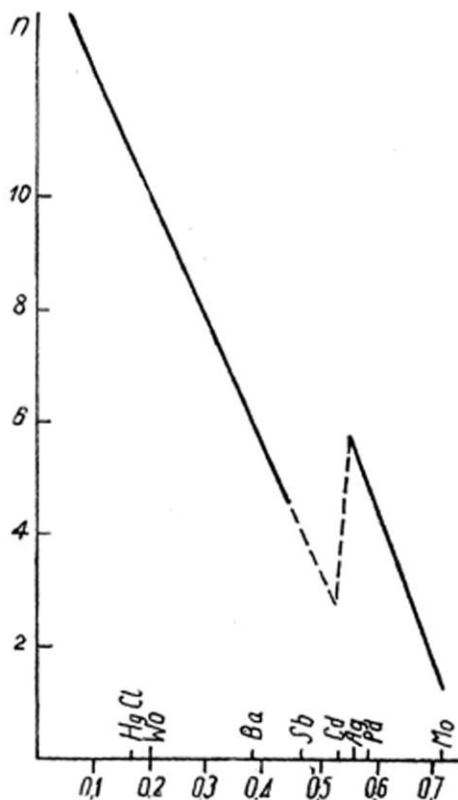


Рис. 45. Коэффициент усиления экрана в зависимости от длины волны рентгеновского излучения по Шлегтеру.

чей, но и некоторое время спустя после освещения, что затрудняет установление связи между поглощенной энергией лучей и наблюдаемым действием. Хотя для некоторых соединений на основании исследования Фрике-Петерсона, Глокера-Рисса и Краузера можно заключить, что фотохимическое действие определяется также энергией лучей, которая преобразуется в энергию электронов, однако эти измерения имеют лишь теоретический интерес. Так Фрике и Петерсен установили, что преобразование FeSO_4 в $\text{Fe}_2(\text{SO}_4)_3$ происходит аналогично изменению ионизационного тока в камере для лучей длин волн от $\lambda = 0,2 \text{ \AA}$ до $\lambda = 0,7 \text{ \AA}$. Это постоянство соотношения соблюдается, однако, лишь до некоторого значения поглощенной энергии рентгеновских лучей, после чего процесс перехода замедляется. Глокер и Рисс исследовали слабо концентрированные растворы H_2O_2 и $\text{K}_2\text{S}_2\text{O}_8$, причем установили, что фотохимическое действие лучей на эти растворы обусловлено вторичными электронами как электронами, вырванными из атомов, так и электронами рассеяния. Краузер исследовал коллоидальные смеси (например, раствор Бредига), причем установил, что в процессе выпадения осадка имеет место исключительно нейтрализация вторичными электронами положительных ионов.

Биологическое действие лучей относится к медицинской области знания. Наиболее определенной и широко применяемой биологической реакцией на действие рентгеновских лучей является так называемая кожная эритемная доза (*HED*). Она характеризуется тем, что спустя некоторый период времени (около 14 дней) после длительного освещения рентгеновскими лучами на кожной поверхности выявляется ожог.

Действие многократных освещений лучами даже слабой интенсивности на протяжении длительного времени аккумулируется биологической средой, что необходимо иметь в виду всякому работающему с рентгеновскими лучами. Хотя для физических измерений биологический эффект ни в какой мере непригоден, однако, ввиду широкого применения его в медицине, при дозировке лучей безусловно желательно установление хотя бы приблизительной связи между физической и биологической дозами.

Из сопоставления всех проявлений, достаточно твердо установленных, естественно, вытекает заключение, что для измерительных целей наиболее подходящим является ионизационный метод. При этом необходимо подчеркнуть, что наблюдаемая реакция среды обусловлена исключительно поглощенной энергией рентгеновских лучей, почему все энергетические измерения по существу являются дозиметрическими.

Какое бы действие лучей ни было использовано для измерений, оно с метрологической стороны должно удовлетворять двум принципиальным требованиям: 1) размер наблюдаемой реакции должен быть пропорционален поглощенной энергии лучей одного и того же качества; 2) границы полос

поглощения элементов реактива не должны лежать в области длин волн рассматриваемого участка спектра.

Обоим требованиям сразу удовлетворяет лишь ионизационный процесс в легком газе (например, воздух—как реактив, процесс ионизации—как реакция среды). Более того, как ниже будет показано, есть все основания утверждать, что одной и той же поглощенной воздухом энергии рентгеновских лучей отвечает одинаковое число образованных ионов вне зависимости от длины волны излучения в рассматриваемом интервале спектра. Естественно поэтому, что в физике при установлении единицы для энергетической оценки рентгеновских лучей в основу положено их ионизационное действие в воздухе.

§ 15. Основные энергетические понятия и определения

Энергетическая оценка рентгеновского излучения возможна лишь при вполне ясном определении тех понятий, которыми принято пользоваться.

Исторически сложившаяся терминология, к сожалению, не всегда верно истолковывается, вследствие чего в литературе можно наблюдать применение одного и того же термина к существенно различным понятиям. Не будет излишним поэтому прежде всего формулировать основные определения в виде, по возможности исключающем различные толкования.

В области рентгеновских лучей основным количественным понятием является энергия излучения W (эрг). Под этим термином подразумевается алгебраическая сумма всех испускаемых телом за любой рассматриваемый промежуток времени квант энергии рентгеновских лучей.

Если эту энергию отнести к единице поверхности, то получится поверхностная плотность энергии излучения

$$E = \frac{dW}{ds} \left[\frac{\text{эрг}}{\text{см}^2} \right].$$

Та же энергия излучения, отнесенная к единице времени, дает мощность излучения или поток излучения рентгеновских лучей N :

$$N = \frac{dW}{dt} \left[\frac{\text{эрг}}{\text{сек}} \right].$$

Так как мощность излучения в различных точках излучающей поверхности (положительное излучение) или воспринимающей поверхности (отрицательное излучение), вообще говоря, может быть различной, то естественно рассматривать понятие интенсивности излучения I или мощности лучистой энергии, отнесенной к единице поверхности:

$$I = \frac{dN}{ds} \left[\frac{\text{эрг}}{\text{см}^2 \text{ сек}} \right].$$

$$W = \int_s \int_t I \cdot ds \cdot dt \quad (43)$$

При рассмотрении вопросов, связанных с энергетической оценкой излучения, кроме перечисленных понятий часто приходится иметь дело с функцией, именуемой обычно „распределением интенсивности по спектру“.

По существу говоря, та величина, которая откладывается в этих случаях по оси ординат, не является интенсивностью, а представляет собой плотность интенсивности в спектре:

$$Y_\lambda = \frac{dI}{d\lambda}.$$

Так как $d\lambda$ есть элемент длины волны, т. е. линейная величина в направлении распространения энергии электромагнитных колебаний, то $\frac{dI}{d\lambda} = \frac{dN}{dv}$, или плотность интенсивности в спектре есть не что иное, как мощность излучения, отнесенная к единице объема.

Однако этих понятий для области рентгеновских лучей недостаточно по той причине, что действие лучей, по которому производится энергетическая оценка их, обусловлено не падающей энергией W_0 , а поглощенной энергией W_a , как уже было указано выше. Это означает, что в одной и той же ионизационной камере за одно и то же время рентгеновские лучи одинаковой интенсивности, но разной длины волны произведут различное ионизационное действие, так как преобразование их энергии в воздухе будет различно.

Очевидно, что чем больше объем поглощающей среды, которая подвергается действию рентгеновских лучей, и чем длительнее будет это действие, тем больше энергии будет преобразовано в другой вид. С другой стороны, вследствие ослабления интенсивности излучения по мере проникновения вглубь среды, а для смешанного пучка также и изменения качества излучения, поглощение в различных точках освещаемого объема будет различно. В таком случае необходимо энергию поглощенных рентгеновских лучей относить к единице объема поглощающей среды. Таким образом под тем, что называется физической дозой, подразумевается поглощенная (преобразованная в другой вид) энергия рентгеновских лучей, отнесенная к единице объема поглощающей среды.

$$D = \frac{d W_a}{d v} \left[\frac{\text{эрг}}{\text{см}^3} \right].$$

При этом безразлично, в какой именно вид энергии или виды энергии и какими путями произошло преобразование, лишь бы этим новым видом энергии не являлись электромагнитные колебания области рентгеновских лучей.

Если полученную, таким образом, объемную плотность поглощенной энергии отнести кроме того еще к единице времени, т. е. рассматривать не энергию, а мощность излучения, то эту новую величину, естественно, назвать мощностью дозы P :

$$P = \frac{dD}{dt} = \frac{dN_a}{dv} \left[\frac{\text{эрг}}{\text{см}^3/\text{сек}} \right].$$

Ясно, что

$$W_a = \int_v \int_t P dv \cdot dt.$$

Между интенсивностью лучей и мощностью дозы должна существовать связь через коэффициент преобразования ($\gamma = k\tau + \sigma_r$).

Так, если I_0 — интенсивность лучей, падающих на некоторый слой толщиной dx , а I — интенсивность вышедших из него лучей, то преобразованная мощность излучения будет:

$$dN_a = N_0 \gamma dx$$

или

$$P = \frac{dN_a}{dv} = I_0 \gamma. \quad (44)$$

Понятия „секундная доза“ и „минутная доза“, употребительные в медицине, численно совпадают с „мощностью дозы“ лишь при неизменном во времени излучении и представляют собой в общем случае среднее значение мощности дозы за промежуток времени в одну секунду или минуту.

§ 16. Единица физической дозы рентгеновских лучей

На II международном конгрессе (радиологов), состоявшемся в Стокгольме в 1928 г., для измерений рентгеновского излучения была принята международная единица, определенная следующим образом:

„Международная единица рентгеновского излучения представляет собой количество рентгеновских лучей, которое в ионизационной камере в кубическом сантиметре атмосферного воздуха, находящегося при 0°С и под давлением ртутного столба в 760 мм высотой, при полном использовании вторичных электронов и при устранении действия стенки, создаёт такую проводимость, что измеренный при токе насыщения заряд равен одной электростатической единице. Этой единице присвоено название „рентген“ и обозначение г.

Основное преимущество, которым единица-рентген отличается от соответствующих единиц видимого света и других вариантов еди-

ниц рентгеновского излучения (например, единицы R , предложенной Соломоном), заключается в том, что воспроизведение ее зависит исключительно от физических факторов, вполне точно заданных в определении и поддающихся контролю. Это преимущество, конечно, не означает, что воспроизведенные в различных лабораториях на разных измерительных устройствах единицы будут одинаковы по размеру, вследствие неизбежных ошибок измерения отдельных факторов, входящих в ее определение.

Сохранение единства измерения рентгеновского излучения возможно лишь при установлении эталонного измерительного устройства, контролируемого международными эталонами основных величин.

Выбор единицы, определяемой именно таким образом, с особенной ясностью подчеркивает, что путь для правильного суждения об излучении лежит не через задание электрических условий генерирования, а через непосредственные измерения вторичного действия, производимого самими рентгеновскими лучами. Однако определение единицы-рентген содержит в себе некоторую нежелательную неопределенность. Прежде всего это относится к терминам: „единица рентгеновского излучения“ и „количество рентгеновских лучей“. Так как под излучением подразумевается процесс распространения электромагнитных колебаний в окружающей вибратор среде, то ясно, что термины „единица излучения“ и „количество рентгеновских лучей“ могут быть отнесены только к энергии этого процесса, но остается открытым вопрос, к какой именно энергии: падающих или поглощенных лучей. Для однородного пучка лучей вопрос этот отпадает, так как результат измерений в рентгенах будет пропорционален энергии как падающих, так и поглощенных рентгеновских лучей. Действительно, если длина измерительного ионизационного объема l , а объем его v , то поглощенная воздухом камеры энергия лучей в произвольный промежуток времени t будет:

$$W_a = W_0 (1 - e^{-\gamma l}), \quad (45)$$

где γ — линейный коэффициент электронного преобразования лучей в воздухе нормальной плотности. Количество электричества, образовавшееся в воздухе камеры, отнесенное к единице измерительного объема за то же время (или число рентгенов), будет:

$$D = \frac{W_a}{v} = \frac{W_0 \gamma l}{v_0} = k_1 \frac{e i t}{v} = c q. \quad (46)$$

В этом выражении e — работа, затрачиваемая на образование пары ионов в воздухе; q — количество электричества, отнесенное к кубическому сантиметру измерительного ионизационного объема, и c — постоянная, зависящая от выбора единиц. Для рентгеновских лучей данной длины волны λ величины γ и e , очевидно, постоянны, а потому:

$$\frac{W_0}{v} = k \frac{i t}{v} = k q, \quad (47)$$

т. е. число рентгенов пропорционально как поглощенной в объеме v , так и проникающей в него энергии лучей.

Однако при переходе от лучей одной длины волны λ_1 к другой λ_2 коэффициент k в выражении (47) не остается постоянным, и одинаковой падающей энергии W_0 отвечает различная поглощенная W_a энергия.

Для неизменного измерительного устройства

$$k = C_1 \frac{\varepsilon}{\gamma}, \quad (48)$$

т. е. зависит исключительно от соотношения между ε и γ .

Коэффициент электронного преобразования в воздухе $\gamma = \tau + \sigma_r$, как было выше указано, в сильной степени зависит от длины волны излучения. Для воздуха, как поглощающей среды, ход изменения $\frac{\gamma}{\rho}$ с длиной волны представлен на рис. 46.

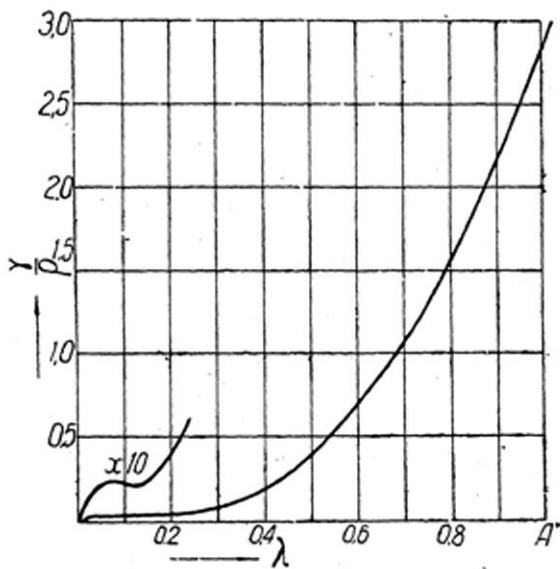


Рис. 46. Массовый коэффициент электронного преобразования в воздухе $\left(\frac{\gamma}{\rho} = \frac{\tau}{\rho} + \frac{\sigma_r}{\rho}\right)$ в зависимости от длины волны.

Ясно, что коэффициент k только в том случае будет оставаться неизменным, если работа ε на создание пары ионов в одинаковой мере зависит от длины волны λ как и γ .

Однако, как видно из прилагаемой таб. 10, все экспериментальные определения ε , проведенные начиная с 1927 г. различными авторами и различными методами, дают возможность утверждать, что ε ,

наоборот, вовсе не зависит от длины волны рентгеновских лучей для широкой области спектра от $\lambda = 0,13 \text{ \AA}$ до $\lambda = 2,3 \text{ \AA}$.

Различие в абсолютных значениях ε у различных авторов объясняется трудностями измерения теплового действия лучей, с которым связано определение величины ε . Коэффициент k , таким образом, непостоянен для лучей различной длины волны, и, следовательно, рентген не является единицей энергии падающих лучей.

В то же время если ε — величина постоянная, то коэффициент c в соотношении (46) также постоянен, и значит, количество электричества, образованное в воздухе камеры на 1 см^3 измерительного объема (или число рентгенов), пропорционально поглощенной в нем энергии рентгеновских лучей или физической дозе в воздухе нормальной плотности независимо от качества излучения.

Если рассматривать поглощение энергии лучей во времени, т. е. исходить из интенсивности излучения, то после деления обеих частей равенства (46) на время освещения t получим:

$$\frac{W_a}{v_0 t} = \frac{N_a}{v} = P = \frac{W_0 \gamma I}{v_0 t} = \frac{W_0 \gamma}{s \cdot t} = I_0 \gamma \cdot c \frac{\varepsilon}{v_0} i \quad (48)$$

Отсюда следует, что сила ионизационного тока прямо пропорциональна активной (поглощенной) мощности излучения или при постоянном измерительном ионизационном объеме v — мощности физической дозы в воздухе нормальной плотности. Далее, как видно из выражения (48), между мощностью дозы P в воздухе и интенсивностью падающих лучей I связь устанавливается через коэффициент электронного преобразования γ , так что отношение между ионизационными токами в одной и той же камере для лучей различной длины волны λ_1 и λ_2 дает не отношение интенсивностей, а отношение мощностей физической дозы в воздухе:

$$\frac{i_1}{i_2} = \frac{P_1}{P_2} = \frac{I_{01}}{I_{02}} \cdot \frac{\gamma_1}{\gamma_2} \quad (49)$$

На основании изложенного рентген необходимо считать не просто единицей рентгеновского излучения, а единицей физической дозы рентгеновских лучей в воздухе. Помимо того формулировка определения единицы рентгена, принятая конгрессом 1928 г., несколько необычна для физических определений, что естественно объяснить осторожностью, которая была необходима при введении этой единицы в практику.

В эту формулировку включены условия, которые необходимо соблюдать при воспроизведении единицы. Однако они даны в таком виде, что могут вызвать неправильное представление и предопределяют метод измерения. Без особых объяснений ясно, что правильное представление о физических единицах можно иметь лишь при правильно (с физической точки зрения) производимых измерениях, причем нет никакой необходимости предпринимать методы измерения. Та-

ким образом формулированы определения всех прочих физических единиц измерений.

В настоящее время поэтому удобнее дать определение рентгена в форме возможно более точной, но без излишних добавлений (например, „в ионизационной камере“, „при отсутствии действия стенки“ и „измеренный при токе насыщения“).

„Единица физической дозы рентгеновских лучей в воздухе—рентген—представляет собой объемную плотность поглощенной энергии рентгеновских лучей, при которой в результате полного ионизационного действия в атмосферном воздухе при 0°C и 760 мм барометрического давления отделяется заряд в одну электростатическую единицу на кубический сантиметр освещаемого объема“.

В таком виде определение короче и в значительной мере вносит уточнение, так как из него ясно вытекает физический смысл единицы и кроме того указано, о каком заряде идет речь (отделяемый заряд) и к какому объему следует относить весь ионизационный эффект (освещаемый объем). С метрологической точки зрения установленная, таким образом, единица физической дозы представляет то преимущество, что она может быть выражена в единицах абсолютной системы CGS. Для этого необходимо лишь установить абсолютное значение величины работы ϵ образования пары ионов в воздухе.

Полагая

$$q = 1 \text{ CGSE}^1,$$

получим

$$r = c\epsilon. \quad (49)$$

Выражая ϵ в абсолютных единицах ($c = 1$), будем иметь

$$1 r = \epsilon \left[\frac{\text{эрг}}{\text{см}^3} \right]. \quad (50)$$

Если постоянство величины ϵ для излучения различного качества можно считать твердо установленным, то этого нельзя сказать относительно абсолютного значения этой величины: до настоящего времени оно не определено еще с достаточной точностью (табл. 10) вследствие трудности точных измерений слабого теплового действия рентгеновских лучей.

Наибольшее отклонение приведенных выше данных для ϵ у различных авторов достигает 40%, однако, среднее отклонение составляет лишь 10% от средней величины, и потому с такой точностью можно принять, что

$$\epsilon = 33 \pm 3 \text{ вольт на пару ионов,}^2$$

это означает, что в абсолютных единицах

$$1 r = 0,114 \pm 0,01 \left(\frac{\text{эрг}}{\text{см}^3} \right).$$

¹ Здесь символом CGSE обозначена абсолютная система CGS электростатических единиц.

² Здесь также имеется в виду та разность потенциалов, которая обуславливает кинетическую энергию электрона.

Для различных газов величина энергии, расходуемой на образование пары ионов, хотя и различна, но изменяется в сравнительно узких пределах.

В табл. 11 приведены значения ϵ для некоторых газов, причем для воздуха ϵ принято равным единице. Для газов различного состава, по измерениям Баркла, Филлот и Мура, изменения лежат в пределах от 0,965 до 1,08. Из этой таблицы также видно, что работа образования пары ионов не является атомной величиной и что в основном она определяется строением молекулы.

Допустимо, следовательно, заключить, что незначительные изменения в составе атмосферного воздуха не могут существенно повлиять на приведенное выше значение ϵ для воздуха.

Для практических целей единица-рентген представляет также значительное удобство. Хотя биологический эффект не может быть однозначно связан с величиной физической дозы вследствие различной чувствительности биологических объектов к рентгеновским лучам, однако является безусловно желательным, чтобы качество поглощающей среды в физических измерениях не было резко различным от качества среды биологической. Воздух в качестве наполнителя ионизационной камеры действительно весьма близко удовлетворяет этому условию (табл. 5).

До принятия основной международной единицы „ r “ в различных странах были приняты и получили некоторое распространение другие единицы, почему не будет излишним указать то соотношение, которым они связаны с рентгеном.

Французская единица R (предложена Соломоном) представляет собой мощность поглощенных воздухом рентгеновских лучей, которая создает такую же ионизацию, как и 1 g радия, расположенный параллельно оси ионизационной камеры на расстоянии 2 см от нее при фильтрации радиоактивного излучения слоем платины толщиной 0,5 мм. Эта единица обладает тем недостатком, что зависит от материала стенок камеры, сквозь которые проходит радиоактивное излучение, от положения препарата радия и от рассеянных лучей, возникающих от радиоактивного излучения. Принцип, положенный в основу определения этой единицы, принят в настоящее время в качестве обязательного контроля измерений при работе с практическими дозиметрами. Точное соотношение единиц указать, как замечено выше, затруднительно. Наиболее надежным средним значением, по Бенкену, Егеру, Кюстнеру и Тейлор, будет 1 r соответствует 2,25 $R_{(ф)}$.

Немецкая единица $R_{(н)}$ отличается от международной лишь выбором другой плотности воздуха (18°C и 760 мм), так что 1 r соответствует 0,938 $R_{(н)}$.

Что касается прочих единиц, например H (Гольцкнехт), F (Фюрстенан), X (Кинбок), то, вследствие зависимости их от качества излучения и условий воспроизведения, они вообще не могут быть сравнены с рентгеном.

Все попытки установления такого рода соотношения неизменно (Нефф) оканчивались неопределенными выводами, и потому использование таких ненадежных результатов может привести к заблуждениям. То же, вообще говоря, относится и к почернению S' фотопленки, однако, в некоторых случаях может оказаться крайне полезным хотя бы ориентировочная оценка почернения в рентгенах. Так например, при исследованиях защитных мероприятий, ввиду того, что значение „толерантной“ (переносимой) дозы не является достаточно определенным, ошибки измерений даже на 50% не играют существенной роли, между тем как способность фотопленки интегрировать действие лучей в этих случаях является весьма ценной. В некоторых случаях практики фотографический метод кроме того является единственно доступным. В табл. 12 приведены данные измерений Боуарса и Туука, произведенные с пленками („Agfa“, „Rontopan“, „Rapid“) для почернения $S=0,5$ при постоянном напряжении. Для фотохимического действия с выпадением осадка из $H_2S_2O_8$ или H_2O_2 при концентрации в $1/600$ N Глокер указывает, что физической дозе в воздухе $P=1r$ отвечает 70 cal на моль.

Для какой-либо другой поглощающей среды физическая доза может быть выражена в рентгенах, если иметь в виду, что $\frac{P_N}{P} = \frac{\gamma_N}{\gamma}$ при неизменной интенсивности падающих на слой толщиной dx лучей.

Однако в медицинской практике, ввиду близкого совпадения эффективного порядкового номера Z для воздуха и биологической среды, т. е. ввиду того, что

$$\left(\frac{\mu}{\rho}\right)_A \approx \left(\frac{\mu}{\rho}\right)_B \text{ и } P_B = P \frac{\rho_B}{\rho_A} = \text{const } P,$$

обычно задают не величину P_B , а пропорциональную ей мощность дозы P в воздухе, выраженную в международных единицах рентген в секунду.

Здесь следует заметить, что согласно выражению (50) энергия излучения, отвечающая определенному ионизационному действию в единице объема воздуха, не зависит от его плотности, так как она определяется не только интенсивностью падающих лучей I_0 , массовым коэффициентом электронного преобразования $\frac{\gamma}{\rho}$, плотностью (ρ), но также и временем освещения t :

$$cq = \frac{W_a}{v_0} = \frac{I_0}{v_0} \frac{\gamma}{\rho} \cdot \rho \cdot t = \varepsilon q.$$

Однако для возможности отнесения физических доз в любом материале к действию излучения в воздухе необходимо фактор времени устранить из рассмотрения, для чего все измерение в рентгенах относится к воздуху нормальной плотности.

В таком случае становится возможным оценивать то или другое действие лучей в какой-либо физической среде тем ионизационным

эффектом, которое создают рентгеновские лучи того же качества в воздухе нормальной плотности, при той же интенсивности их и том же времени освещения.

Таким образом задание плотности воздуха в определении рентгена продиктовано необходимостью исключить из рассмотрения пара-

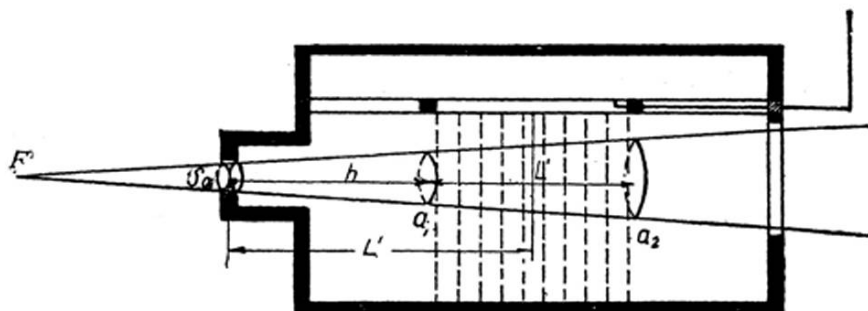


Рис. 47. Схематический разрез ионизационной камеры, пронизываемой пучком рентгеновских лучей.

метр времени при практическом ее применении. В этом отношении рентген служит физической величиной, аналогичной объемной теплоемкости, $C_1 = c\rho \left[\frac{\text{cal}}{\text{см}^3} \right]$ с тем, однако, отличием, что в тепловых измерениях можно наблюдать во всех материалах один и тот же эффект (повышение температуры), в то время как в области энергетических измерений рентгеновских лучей ионизационное действие является одним из случаев проявления этой энергии.

В единице рентген и производных от нее очевидно могут быть выражены все прочие энергетические величины в области рентгеновских лучей. В главе VII приведена сводка выражений для основных энергетических величин через единицу рентген (таблица 17).

Воспроизведение рентгена, как это вытекает из определения, требует выполнения следующих условий, измерения температуры и давления воздуха, определение величины измерительного ионизационного объема, обеспечения полного ионизационного действия рентгеновских лучей в воздухе и измерения отделяемого количества электричества. Выполнение первого условия не представляет каких-либо затруднений и может быть сделано с точностью, достаточной для самых ответственных измерений. Значительно сложнее определение ионизационного объема. Для этой цели выделяется обычно с помощью свинцовой диафрагмы из всего пучка лучей некоторая часть, которая и пронизывает воздух измерительной ионизационной камеры.

Из рис. 47 видно, что если F — фокус рентгеновской трубки, то измерительный объем представляет усеченный конус (при круглом входном окне). Интенсивность лучей, падающих на отдельные попе-

речные сечения этого конуса, будет различна, так что измеренная мощность физической дозы (или доза) должна быть отнесена к некоторой точке, находящейся по оси пучка между a_1 —передним и a_2 —задним сечениями пучка лучей, отстоящими друг от друга на длину измерительного объема L .

Для дозиметрических измерений, однако, является важным знать то расстояние от фокуса трубки (фокусное расстояние), к которому должно быть отнесено полученное значение физической дозы. Если пренебречь ослаблением интенсивности пучка лучей вдоль пути L вследствие поглощения и рассеяния, то вместо измерительного объема V —усеченного конуса с фокусным расстоянием до некоторой точки внутри него—допустимо взять объем цилиндра с основанием, равным площади сечения входного окна S , и высотой, равной длине фактического измерительного объема, причем измеренная мощность дозы будет соответствовать тогда точке, лежащей на оси пучка лучей в плоскости диафрагмы. Это заключение вытекает из того, что мощность излучения $N = IS$ для любого сечения пучка остается неизменной и равна $N_0 = I_0 S_0$, и значит:

$$N_a = \int_0^{l+L} I S \gamma dx = I_0 \gamma S_0 L = P_0 V', \quad (51)$$

где $V' = S_0 L$ — объем цилиндра.

Отсюда

$$P_0 = \frac{N_a}{V'}.$$

Если принять во внимание ослабление интенсивности излучения вдоль пути в камере, то необходимо ввести поправку, учитывающую изменение мощности излучения N .

Допустим сперва, что качество излучения вдоль оси камеры не изменяется, т. е. $\mu = \text{const}$. В таком случае измеряемый ионизационный ток будет пропорционален среднему значению интенсивности лучей, падающих на поперечные сечения пучка вдоль измерительной длины L . Обозначая через h расстояние от входного окна до переднего сечения пучка a_1 (рис. 47), получим:

$$I_{cp} = \frac{1}{L} \int_0^L I e^{-\mu x} dx = \frac{I_0 \cdot e^{-\mu h}}{L} \int_0^L e^{-\mu x} dx = \frac{I_0}{\mu L} e^{-\mu h} (1 - e^{-\mu L}).$$

При малой длине L электрода и малом μ , для которых $\mu L \ll 1$ допустимо ограничиться первым членом разложения, и тогда $I_{cp} = I_0$, т. е. получается результат, рассмотренный выше. Для прочих случаев, учитывая второй член разложения в ряд функций $e^{-\mu x}$ и $(1 - e^{-\mu L})$, будем иметь:

$$I_{cp} = I_0 \left[1 - \mu \left(h + \frac{L}{2} \right) \right] = I_0 (1 - \mu L'). \quad (52)$$

Это значит, что для ионизационных камер при неслишком больших постоянных значениях μ поправку следует вводить на ослабление лучей в слое воздуха от входного окна до середины измерительного ионизационного объема.

Для смешанных пучков лучей в области длинных волн (мягкие лучи), когда μ велико и кроме того изменяется вдоль направления распространения, введение поправки осложняется, а потому длину камеры необходимо иметь по возможности малой.

Чтобы установить длину измерительного объема, необходимо знать точно картину распределения силовых линий электрического поля, созданного в камере для измерений отделяемых зарядов. Для этой цели наиболее надежным способом служит применение камер с защитными электродами. Форму самых камер естественно выбрать так, чтобы силовые линии представляли прямолинейные перпендикулярные пучку лучей отрезки. Этому условию удовлетворяют плоские камеры с равномерным полем и цилиндрические с полем радиальным. Длина измерительной части объема может быть принята в этих случаях равной длине измерительного электрода L с прибавлением ширины зазора между электродами ΔL :

$$L_1 = L + \Delta L.$$

Если поле в камере будет искажено, то может оказаться, что истинный измерительный ионизационный объем будет больше или меньше расчетного в зависимости от характера искажения (рис. 48), что повлечет за собой ошибки в измерениях.

Обеспечение полного ионизационного действия лучей в воздухе будет достигнуто, если вторичные электроны, образующиеся под действием рентгеновских лучей, израсходуют свою кинетическую энергию на работу ионизации ранее, чем достигнут стенок камеры. Эти вторичные электроны, поскольку речь идет об ионизации в воздухе, должны быть обусловлены фотоэлектрическим действием лучей исключительно в воздухе, а потому необходимо, чтобы рентгеновские лучи в камере

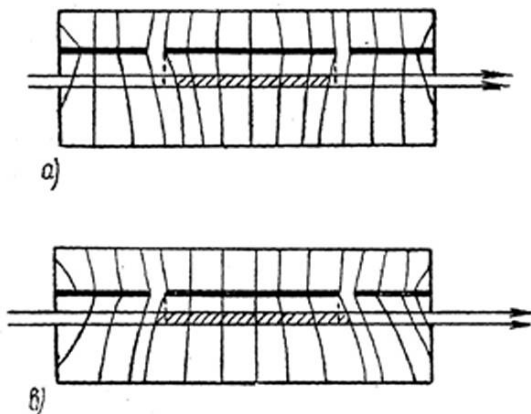


Рис. 48. Искажение электрического поля в цилиндрической ионизационной камере с защитными электродами:

- a) действительный измерительный ионизационный объем меньше расчетного;
b) то же, больше расчетного.

для воспроизведения рентгена непосредственно на электроды не попадали.

Так как края окна в диафрагме, ограничивающей пучок, будут всегда являться источником таких добавочных фотоэлектронов, то необходимо измерительное устройство конструировать так, чтобы «влияние окна» было по возможности ослаблено. Это может быть достигнуто выбором достаточно большого диаметра окна и достаточно длинных защитных электродов. Действительно, с одной стороны, при увеличении диаметра окна отношение длины окружности к площади убывает, а следовательно, убывает относительное влияние фотоэлектронов от краев окна; с другой стороны, возникшие от этих посторонних фотоэлектронов вторичные электроны израсходуют энергию ранее, чем достигнут измерительного объема, а значит, не повлияют на измерения, так как будут отведены к защитным электродам. Экспериментальные данные Вильсона по определению длины пути пробега R электронов в воздухе при нормальных условиях приводят к значению постоянной в формуле Видингтона $U^2 = \text{Const } R$ равной 21, т. е.

$$R = \left(\frac{U}{21} \right)^2 [\text{см}], \quad (53)$$

где U — начальная скорость электрона в киловольтах (рис. 4).¹

Отсюда следует, что диаметр цилиндрической камеры (или расстояние между обкладками плоской камеры) для лучей малых длин волн (U велико) должен быть очень велик. Так, для напряжения у трубки $U = 150 \text{ kV}$ необходимый диаметр оказывается равным около 1 м.

Повышение давления хотя и позволяет уменьшить диаметр камеры (число столкновений электрона прямо пропорционально давлению), однако вносит значительные конструктивные затруднения и кроме того служит добавочным источником ошибок.

Однако, если принять во внимание, что именно при действии лучей коротких длин волн наиболее существенную роль играют в воздухе электроны рассеяния комптона эффекта, то уменьшение диаметра камеры до 35 см при том же значении подводимого к трубке напряжения и тяжелом фильтре дает уменьшение ионизационного тока лишь на десятые доли процента. По исследованиям Кюстнера, цилиндрическая камера диаметром в 35 см является практически свободной от влияния стенок для смешанных пучков лучей следующего качества.

$U \text{ (kV)}$	δ_{Cu} мм	$\Delta_{\text{Cu}} \text{ (HWS)}$ мм
60	—	0,06
80	0,1	0,16
100	0,3	0,40
140	0,6	0,70
180	1,4	1,10

¹ Замена в формуле Видингтона скорости электрона в 4-ой степени квадратом напряжения справедливо лишь для скоростей незначительных в сравнении со скоростью света.

Ошибки при дальнейшем уменьшении диаметра, по данным того же автора, для наиболее жесткого излучения, применяемого в практике, будут следующие:

Диаметр в см	Ошибка в %
33	1,0
23	2,5
16	5,0
11	9,0

По исследованиям ряда других авторов (Бенкен, Егер, Гертнер), достаточным для этих излучений является диаметр камеры уже в 25 см.

Определение количества отделяемого электричества при ионизации воздуха, как выше было указано, связано с измерением тока насыщения в камере. Разность потенциалов, которую необходимо поддерживать между электродами камеры для достижения тока насыщения, или потенциал насыщения, зависит от формы и размеров камеры, а также мощности измеряемой физической дозы. Чем больше мощность дозы или, что то же, чем больше число образованных ионов, тем больше концентрация объемных зарядов около электродов, влекущая за собой изменение градиента потенциала вдоль силовых линий поля. При этом, как видно из рис. 49, происходит увеличение градиента потенциала у электродов и уменьшение его в месте наиболее активного образования вторичных электронов, что, естественно, вызывает необходимость увеличения разности потенциалов между электродами. Из двух типов камер с равномерным и радиальным

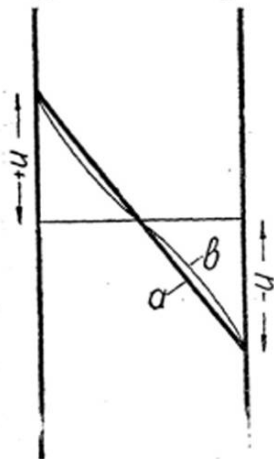


Рис. 49. Изменение распределения потенциала вдоль силовой линии при наличии ионов в газовом промежутке: а) при отсутствии ионизации (однородное поле), б) при наличии зарядов (неоднородное поле).

полям при одинаковой мощности дозы, вообще говоря, необходим более высокий потенциал насыщения для плоской камеры, чем для цилиндрической. Действительно, условие равенства значения градиента потенциала в точках, лежащих на оси пучка лучей, $-E = E_{\odot}^1$

Приводится к следующей зависимости между потенциалами насыщения.

$$\frac{U}{d} = \frac{U_{\odot}}{x \ln \frac{R}{r}}, \quad (54)$$

¹ Для простоты принято, что в цилиндрической камере электрод расположен по оси камеры, а пучок смещен от центра на расстояние x (камера Гольтгузена).

где d —расстояние между электродами плоской камеры; R и r —радиусы электродов цилиндрической камеры и x —расстояние оси пучка от оси цилиндрической камеры.

Для полного ионизационного действия в обеих камерах необходимо чтобы $d=2(R-x)$. Так как для цилиндрической камеры поверхность внутреннего электрода мала, то x может быть взято небольшим. Полагая как предельный случай $x=\frac{R}{4}$ получим:

$$\frac{U}{U_0} = \frac{d}{x \ln \frac{R}{r}} = \frac{6}{\ln \frac{R}{r}}$$

При заданном R всегда можно выбрать достаточно малое, но такое значение радиуса внутреннего электрода r , при котором $\ln \frac{R}{r} < 6$, а значит $U > U_0$. Необходимость применять высокие потенциалы насыщения в плоских камерах, которые достигают для больших мощностей физических доз значений нескольких киловольт (Дуане,— 6 kV), служит неудобством этих камер при воспроизведении единицы рентгена. Кроме того защитные электроды плоской камеры значительно увеличивают ее размеры. Это затрудняет использование ее при узком пучке лучей, что во всех отношениях желательно при ответственных измерениях. Плоские камеры представляют выгоды для измерений мягких лучей, так как позволяют использовать широкий пучок, а, значит, получить большой ионизационный объем при малой длине пути лучей в камере.

Измерение тока насыщения может быть произведено гальванометрическим или электрометрическим путем. Так как предельная чувствительность гальванометров не превышает 10^{-11} A , то измерение малых мощностей доз в воздухе при обычных ионизационных объемах в несколько кубических сантиметров этим методом ограничено приблизительно $P=0,05\text{ r/сек.}$ (3 r/мин.). Значительно более чувствительным является электрометрический метод. Применяя квадратный электрометр Комп-

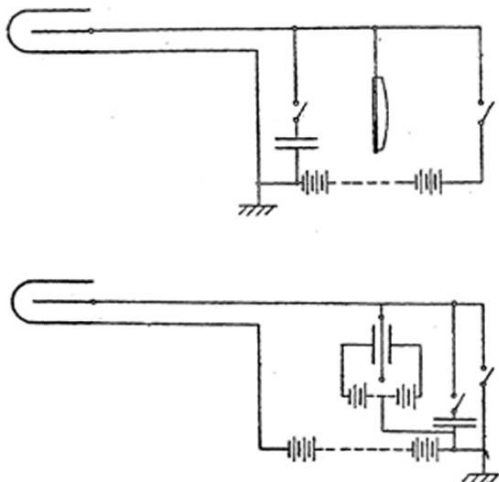


Рис. 50. Схема электрометрического измерения силы ионизационного тока по методу «разряда и заряда».

тона, возможно измерить токи порядка 10^{-14} — 10^{-15} А, однако и струнный электрометр позволяет достигнуть 10^{-13} А. Включение электрометров в основном сводится к трем схемам.

Схема измерения количества электричества, приобретенного или потерянного измерительной системой («заряд» или «разряд») показана на рис. 50.

Так как

$$\pm dQ = C dU,$$

то для определения заряда dQ , очевидно, необходимо знать емкость измерительной системы C и значения потенциалов U_2 и U_1 , отвечающие конечному и начальному положениям указателя электрометра (нити, светового пятна или стрелки). Для нахождения силы ионизационного тока кроме того необходимо измерить время движения указателя между фиксируемыми положениями:

$$i = \frac{C(U_2 - U_1)}{t} \quad (55)$$

Определение емкости C системы с подводящими проводами, особенно когда она невелика, т. е. при измерениях малых i , представляет некоторые неудобства.

Схема измерения тока, по Бронсону, изображена на рис. 51.

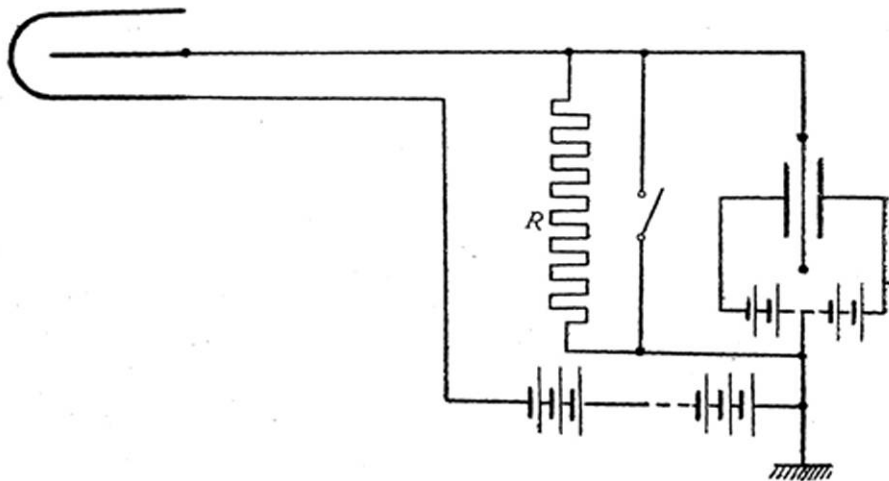


Рис. 51. Схема электрометрического измерения силы ионизационного тока по Бронсону.

Для подсчета силы ионизационного тока необходимо знать падение потенциала U на сопротивлении R :

$$i = \frac{U}{R} \quad (56)$$

Изготовление и сохранение постоянства таких больших сопротивлений, особенно при колебаниях температуры, является задачей

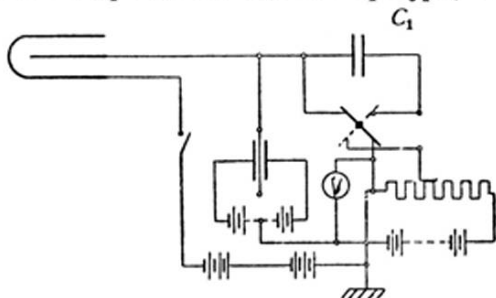


Рис. 52. Компенсационная схема электрометрического измерения силы неизвещенного тока по Таунсенду.

чрезвычайно трудной и значительно понижает точность измерений. С метрологической точки зрения способ не является также надежным.

Компенсационная схема, по Таунсенду, приведена на рис. 52.

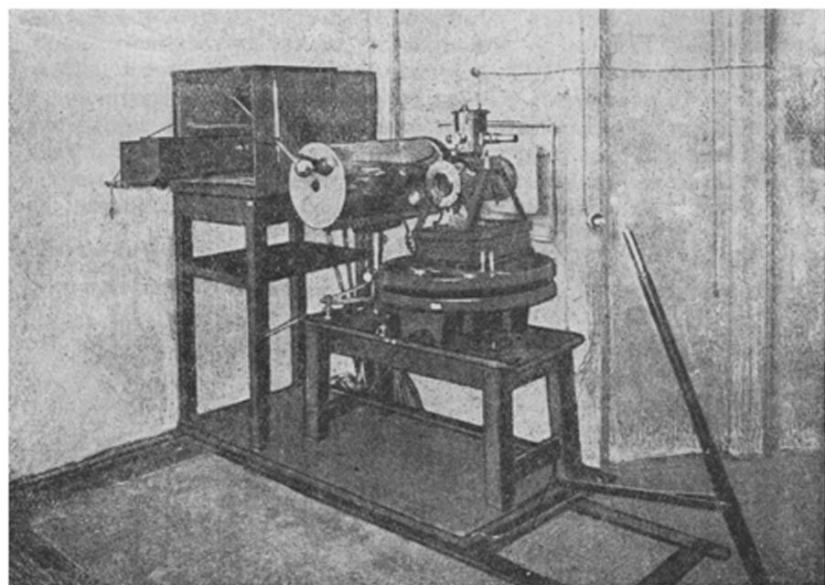


Рис. 53. Общий вид установки, воспроизводящей единицу рентген в рентгенометрической лаборатории Всесоюзного института метрологии и стандартизации.

Компенсация осуществляется с помощью индуктированного через эталонную емкость C_1 заряда путем изменения потенциала обкладки, соединенной с движком потенциометра, от U_0 до нуля.

Если время компенсации обозначить через t_k , то:

$$i = \frac{C_1 U_0}{t_k} \quad (57)$$

Метод Таунсенда имеет ряд преимуществ. Прежде всего, отпадает необходимость измерения емкости всей измерительной системы, так как, согласно выражению (57), она роли не играет. Важно знать и сохранять неизменным лишь значение эталонной емкости C_1 , что может быть сделано с метрологической точностью. Во все время измерения потенциал измерительного электрода остается равным или весьма близким к нулю, что освобождает от влияния утечек через изоляцию. Изменение чувствительности электрометра (например от температурных условий) во время измерений не влияет на результат, так как электрометр служит лишь как указатель нуля. Измерение потенциала обкладки U_0 может быть произведено с высокой точностью вольтметром. Как и всякая компенсационная схема, схема Таунсенда позволяет удобно использовать электрометры высокой чувствительности.

Видоизменением этого принципа является способ компенсации, предложенный Егером, с помощью переменного уранового ионизатора, предварительно отградуированного по эталонной емкости. Метод Таунсенда является наиболее приемлемым для метрологических целей, так как допускает эталонирование и хранение измерительного устройства воспроизводящего рентген на базе основных эталонов электрических величин. На рис. 53 представлен общий вид нормальной камеры с электрометрическим устройством, воспроизводящей рентген для лучей длины волны $\lambda < 0,5\text{\AA}$ в Рентгенометрической лаборатории Всесоюзного института метрологии и стандартизации.

ДОЗИМЕТРИЧЕСКИЕ ИЗМЕРИТЕЛЬНЫЕ ПРИБОРЫ

§ 17. Основные проблемы практической дозиметрии

Всякое использование рентгеновских лучей может быть проведено целесообразно только тогда, когда произведена качественная и количественная их оценка. В главах I и III уже было указано, что качество однородного излучения вполне характеризуется длиной волны λ или частоты колебаний ν .

Для смешанного пучка, строго говоря, необходимо знать распределение интенсивности по спектру, которое зависит от величины и формы кривой подводимого к трубке напряжения, формы кривой эмиссионного тока и применяемой фильтрации. В частном случае неизменной формы кривых напряжения и тока для практических целей качество смешанного пучка вполне может быть задано фильтром δ и слоем половинного ослабления Δ , как это вытекает из качественной диаграммы. Вопрос, таким образом, сводится к измерению λ для однородных лучей, и $Y_\lambda = f(\lambda)$ или Δ_{Cu} для смешанного излучения в зависимости от условий его генерирования. Оценка качества применяемого излучения является одной из основных проблем дозиметрии и может быть разрешена или с помощью рентгенспектрометра или посредством дозиметра.

Последний применяется для измерения слоя половинного ослабления Δ . Хотя ионизационный ток, отмечаемый с помощью дозиметров, является величиной, пропорциональной не интенсивности лучей I , а мощности физической дозы P , в воздухе, однако, ввиду малого изменения λ_{eff} фильтрованного смешанного пучка при ослаблении его мощности в два раза допустимо приближенно считать, что $2 = \frac{I_1}{I_2} \approx \frac{P_1}{P_2} = \frac{i_1}{i_2}$, тем более, что на измеренной толщине слоя Δ это допущение скажется очень мало.

Количественная оценка излучения включает разрешение ряда вопросов. Определение мощности физической дозы в воздухе нормальной плотности ($\delta = 1,293 \cdot 10^{-3} \frac{2p}{\text{см}^3}$), выражаемой в рентгенах в секунду или, что удобнее для практики в рентгенах в минуту,

в точке, лежащей на поверхности освещаемого объекта по направлению центрального луча при заданном излучении (P_0). В медицине значение P_0 необходимо при установлении времени, потребного для достижения так называемой кожной эритемной дозы (HED). В технике, при известном качестве излучения, измерением мощности физической дозы в воздухе пользуются для сравнения интенсивностей излучений, так как согласно формуле (49), § 16:

$$\frac{i_1}{i_2} = \frac{P_1}{P_2} = \frac{I'_0 \gamma_1}{I''_0 \gamma_2}.$$

В некоторых случаях является существенным знать также значение мощности дозы на некоторой глубине (x) в освещаемой среде P_x (в рентгенах). Обычно, это значение задается в процентах от мощности дозы на поверхности, так что:

$$P_x \% = \frac{P_x}{P_0} \cdot 100 \quad (58)$$

Эта величина практически применяется в медицине при глубокой терапии.

Далее, необходимо измерение всей физической дозы D , сообщенной объекту за время действия лучей. Для простоты учета этого действия прибегают не к вычислению или измерению физической дозы в самом объекте, а к определению ее в воздухе. Этим самым указывается, что данной дозе в воздухе нормальной плотности (или, что то же, данному числу рентгенов) отвечает то или иное действие тех же лучей в испытываемой среде. Необходимость такой замены данной среды атмосферным воздухом при 0°C 760 барометрического давления будет очевидна, если вспомнить, что действие рентгеновских лучей в большинстве случаев их применения бывает смешанным и крайне разнообразным. В медицине дозой в рентгенах может быть охарактеризована реакция организма, подвергнутого освещению рентгеновскими лучами (данного качества). В технике эта величина в некоторой мере будет определять почернение фотопленок.

В тех случаях, когда представляет интерес иметь суждение о всей поглощенной некоторым произвольным объемом среды энергии рентгеновских лучей или знать распределение дозы внутри освещаемой среды, необходимо снятие кривых, отвечающих одному и тому же значению мощности физической дозы (или дозы). Снятые «изодозы» как и в предыдущем случае будут относиться лишь к воздуху нормальной плотности в качестве поглощающей среды. Однако, если окружающая камеру дозиметра среда будет не воздух, а испытываемый материал, то условия рассеяния излучения будут более или менее сохранены и, следовательно, по ним также возможно судить о действии рентгеновских лучей.

В медицине изодозами, снятыми в водяном или каком-либо другом подходящем наполнителе (воск, парафин или рис), пользуются

для выбора оптимальных условий освещения при глубокой терапии (так называемые фантомы). В технике они оказываются чрезвычайно полезными при исследованиях защитных приспособлений (самозащитных трубок, экранов и чехлов). Все перечисленные энергетические измерения могут быть произведены с помощью приборов, имеющих общее название дозиметров.

§ 18. Рентгенспектрометры

Рентгеновские лучи, пронизывая какую-либо среду, претерпевают частично поглощение и рассеяние. Последнее происходит вследствие отражения лучей от отдельных атомов среды в самых разнообразных направлениях. В кристаллах, как известно, атомы расположены в определенной пространственной кристаллической решетке, характерной для данного вещества. При падении рентгеновских лучей на поверхность такого кристалла отражение лучей будет происходить хотя также от отдельных атомов, но уже расположенных в некоторой неизменной системе плоскостей (рис. 54).

Если $ABCD$ будет пучок параллельных рентгеновских лучей длины волны λ , падающих на кристалл под углом φ к его плоскости,

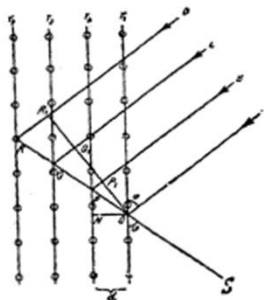


Рис. 54. Отражение рентгеновских лучей от сетчатой плоскости кристалла.

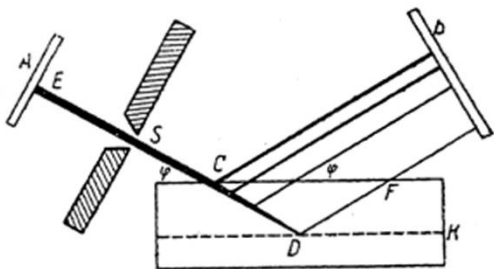


Рис. 55. Схема действия одного из типов спектрографов Зеемана (метод щели).

то отраженные в направлении S' лучи от различных плоскостей y_1 , y_2 и т. д., будут интерферировать, причем при разности хода лучей (например для A и $B—OPP_1$), равной целому числу волн ($n\lambda$), будет иметь место усиление отраженного излучения. Из рис. 54 видно, что в этом случае имеет место соотношение (формула Брэггов)

$$n\lambda = 2d \sin \theta, \quad (59)$$

где d — расстояние между сетчатыми плоскостями кристалла и n — целое число, определяющее порядок интерференционного максимума. Очевидно, что для одного и того же кристалла различным λ будет отвечать различное значение угла θ , а, следовательно, смешанный луч

может быть разложен в спектр. При известном d и наблюдаемом θ и n из выражения (59) легко может быть найдена λ .

С помощью отражения от кристалла можно следовательно выделить из смешанного пучка монохроматические лучи какой-либо из присутствующих в спектре длин волн, а также проанализировать

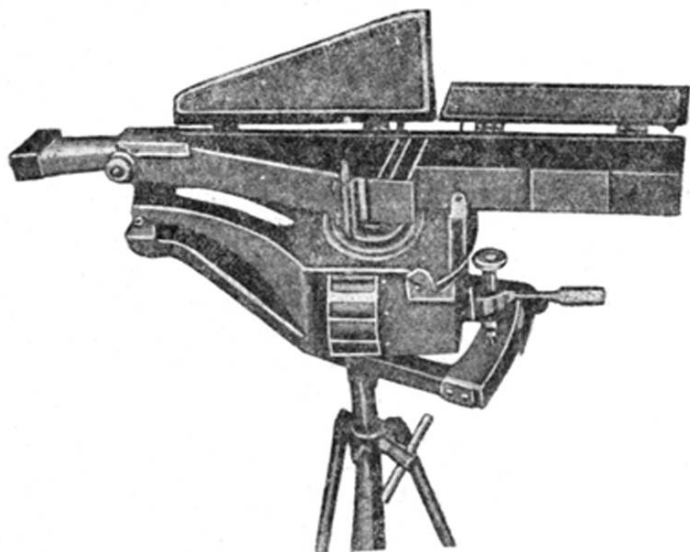


Рис. 56. Общий вид спектрографа Зеемана.

и заснять весь спектр. Принципиальная схема действия одного из типов спектрографов Зеемана показана на рис. 55.

Диафрагма S расположена по возможности ближе к поверхности кристалла, так что при вращении всей системы (кристалл K , диафрагма S и фотопленка b), когда $\varphi = 0$, в щель проходит прямое излучение, скользящее в этом случае вдоль поверхности кристалла. Общий вид прибора для рентгеновских лучей длины волн $\lambda < 0,5 \text{ \AA}$ показан на рис. 56.

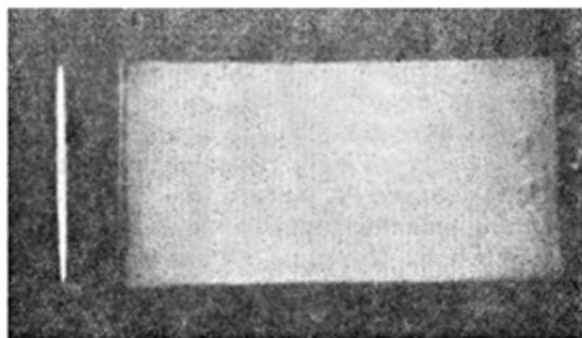
С помощью пружинного механизма система кристалл-диафрагма-фотопленка совершает непрерывное реверсивное движение в пределах некоторого угла вокруг оси, лежащей в плоскости грани кристалла, на которую падают лучи. Так как кристалл и геометрические размеры прибора остаются неизменными, то возможно приготовление шаблонной шкалы длин волн получаемого спектра, причем отсчет следует производить от линий характеристического излучения (рис. 14), но не от нулевой линии $\varphi = 0$, так как положение последней зависит от близости диафрагмы к поверхности кристалла и, следовательно, обусловлено случайностями при сборке прибора. Ряд спектрограмм для различных применений спектрографа представлен на рис. 57.

Время экспозиции зависит от интенсивности излучения. Для получения резкой spectroграммы необходимы большие выдержки (от 50 мин. и больше) без применения усилительных экранов. Последние при достаточной интенсивности лучей сокращают время экспозиции в 4—6 раз, но в значительной мере вызывают размытие отдельных полос. В зависимости от рода кристалла и конструкции прибора spectroграфы охватывают ту или другую область рентгеновских лучей (табл. 13). Вместо фотопленки, которая, как было указано, мало пригодна для энергетических оценок, может быть использована ионизационная камера высокой чувствительности. Для лучей длин волн $\lambda > 1 \text{ \AA}$ поглощение в воздухе уже настолько значительно, что становится необходимым пользоваться вакуумными spectroграфами (например Зигбана).

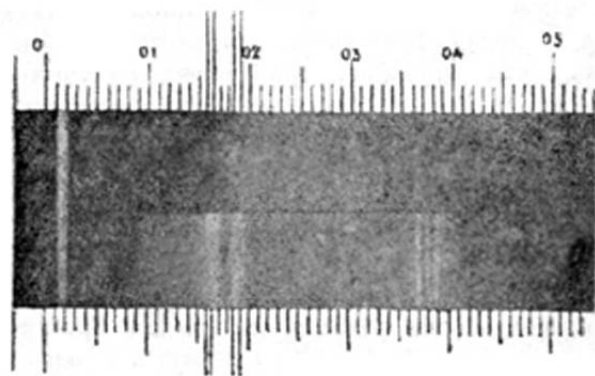
В дозиметрических исследованиях spectroграфы имеют наиболее широкое применение для измерений предельных длин волн λ_0 непрерывного спектра или, что то же (§ 7), максимального значения напряжения, подводимого к трубке. Кроме того ионизационные спектрометры позволяют найти спектральное распределение плотности интенсивности данного излучения, к чему приходится прибегать, однако, лишь при неопределенной форме кривой напряжения и тока.

§ 19. Рентгендозиметры

Под дозиметром подразумевается всякий измерительный прибор, с помощью которого непосредственно или в совокупности с другими



a



b

Рис. 57. Spectrogramмы, снятые с помощью spectroграфа Зеемана:

- a) общий спектр с характеристическими линиями K = серии вольфрама первого и второго порядка;
- b) тоже для двух различных значений напряжения генерирования (spectrogramмы сняты с усилительными экранами).

вспомогательными приборами возможны энергетические измерения рентгеновских лучей. Такое наименование прибора установлено на том же международном конгрессе, на котором была принята единица рентген. Нельзя, однако, не заметить, что в настоящее время наименование дозиметр является мало подходящим. Прежде всего термин «доза» заимствован из медицины и относится не только к рентгеновским лучам, но и к огромному количеству других, крайне разнообразных медикаментов. Кроме того дозиметры, о которых идет речь, как физические приборы измеряют лишь некоторую физическую величину, в то время как медицинское понятие «доза» рентгеновских лучей связано с некоторым биологическим действием, и, следовательно; всякий прибор, предназначенный для измерений реакции биологической среды с таким же правом должен быть назван дозиметром. Однако различие физической и биологической дозы, а значит, и этих двух приборов совершенно очевидно.

Наконец, после международного установления единицы для энергетических измерений рентгеновских лучей отпала необходимость при наименовании приборов пользоваться такими общими терминами, как «доза». В соответствии со сказанным, впредь до установления других единиц, характеризующих излучение с энергетической стороны (например единицы мощности физической дозы), все приборы, градуируемые в рентгенах или в рентгенах в секунду, целесообразнее именовать *рентгенметрами*¹. Из большого числа различных типов таких приборов и приспособлений (для дозиметрических целей) с метрологической точки зрения можно рассматривать только те, которые удовлетворяют двум основным принципиальным условиям, сформулированным в § 14. Таким образом из рассмотрения выпадают приборы, действие которых основано не на ионизационном эффекте рентгеновских лучей в воздухе. Сюда относятся такие индикаторы дозы, как таблетки Сабуро и Нуаре со шкалой Гольцкнехта, применение которых основано на изменении окраски двойной соли дианистого бария и платины под действием лучей, пластинки Кинбока, в которых используется фотографическое действие, и приборы: рентгенфотометр Румпа-Винца (световозбуждающее действие) и интенсиметр Фюрстенау (изменение проводимости селена). Во всех этих приборах границы полос поглощения реагирующей среды лежат в рассматриваемой области спектра рентгеновских лучей. Для некоторых из них, как ранее было выяснено, измеряемое вторичное действие непропорционально поглощенной энергии лучей одного и того же качества и кроме того имеет место зависимость показаний этих приборов от длины волны рентгеновских лучей.

Для градуировки в рентгенах пригодны лишь понометрические приборы.

Всякий ионизационный прибор в основном состоит из трех частей: ионизационной камеры, соединительной части и электрометри-

¹ Ударение следует делать на первом слоге.

ческого устройства. Камеры практических рентгенметров в зависимости от назначения прибора бывают либо с освещением через диафрагму (цилиндрические и плоские), либо с освещением через стенку (наперстковые, сферические). Для медицинской практики исключительное значение имеют последние. К стенкам камеры, если через них проходят в ионизационный объем рентгеновские лучи, предъявляются специальные требования. Стенка, с одной стороны, ослабляет излучение и тем уменьшает ионизационный эффект, с другой — служит источником добавочных фотоэлектронов и тем самым увеличивает этот эффект. Очевидно, что материал и толщина стенок должны быть подобраны так, чтобы оба указанные фактора компенсировали друг друга.

Самый хороший результат дают камеры с весьма тонкими проводящими стенками из материала с эффективным атомным номером, близким к воздуху (например графитированный целлофан, $\delta = 0,02$ мм). Однако такие камеры обладают очень малой механической прочностью, что ограничивает область их применения. Эффективный порядковый номер для материала стенки может быть подсчитан, если известен химический состав применяемого вещества:

$$Z_{eff} = \sqrt[3]{\frac{a_1 Z_1^4 + a_2 Z_2^4 + \dots + a_n Z_n^4}{a_1 Z_1 + a_2 Z_2 + \dots + a_n Z_n}} \quad (60)$$

здесь $Z_1, Z_2 \dots Z_n$ — атомные номера входящих в состав элементов, $a_1, a_2 \dots a_n$ — весовые количества их в единице объема вещества. Для воздуха, например по Фрику и Глассеру, $Z_{eff} = 7,69$.

В зависимости от выбора материала, толщины стенок камеры и штифта измерительного электрода, компенсация поглощения излучения в стенке и штифте добавочными фотоэлектронами от них, может быть достигнута в должной мере лишь для некоторого участка спектра. В широком интервале излучений, применяемых в медицине при глубокой и средней терапии, хороший результат показывают камеры из бакелита, покрытые с внутренней стороны тонким проводящим слоем графита. Зависимость показаний практических рентгенметров, снабженных наперстковыми камерами из различных материалов, представлена графически на рис. 58.

При употреблении или конструировании такого рода приборов с камерами, стенки которых пронизываются рентгеновскими лучами, полезно иметь в виду следующие возможные источники ошибок:

1. Влияние механических деформаций стенок (если они тонки), изменяющих ионизационный объем камеры.
2. Влияние присутствия стенок и штифта, т. е. зависимость показаний прибора от качества излучения и ориентации прибора в пучке лучей.
3. Влияние способа крепления камеры к соединительной части. Рентгеновские лучи не должны давать добавочной ионизации внутри

соединительной части. В то же время применение тяжелых элементов (например свинца) для защиты этой части прибора нежелательно как вследствие появления добавочных фотоэлектронов со дна камеры, так и вследствие теневого эффекта при косом освещении камеры лучами.

Наиболее целесообразно заполнять всю соединительную часть легким хорошо изолирующим материалом, например церезином (Раевский). В тех случаях, когда такого рода меры не предприняты, необходимо считаться с ориентировкой камеры в пучке лучей.

4. Влияние несовершенства проводимости стенок камеры и отсутствия насыщения, что влечет за собой ошибки в электрических измерениях. Электрометрические устройства в соответствии с назна-

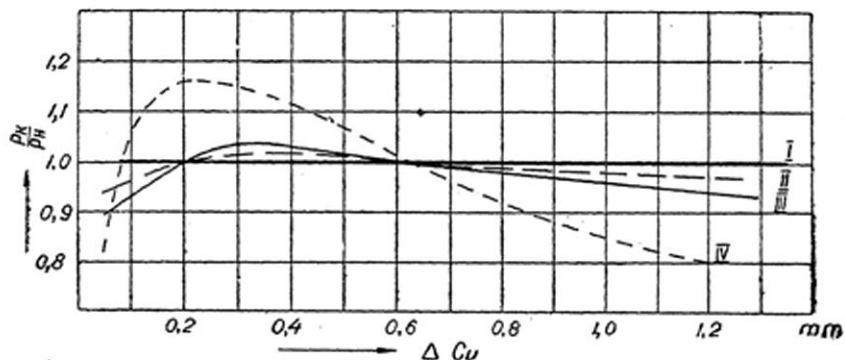


Рис. 58. Относительные показания рентгенметров, снабженных различными камерами в зависимости от качества излучения (Δ_{Cu}): I — нормальная цилиндрическая камера; II — бакелитовая напёрстковая камера, графитированная; III — техническая графитовая камера (с примесями); IV — алюминиевая камера. Толщина стенки 0,18 мм. При $\Delta_{Cu} = 0,6$ мм; показания для всех камер приняты равными единицам.

чением рентгенметра (измерения D или P) изготавливаются для измерений либо количества электричества, либо ионизационного тока.

В приборах первого типа чаще всего регистрируется автоматически или наблюдателем момент достижения определенной физической дозы. Такой режим работы даст возможность в обычных для практики неизменных условиях освещения лучами использовать один и тот же прибор как для определения физической дозы в воздухе, так и для измерения средней мощности дозы в нем. С этой целью прибор снабжается автоматическим устройством для пуска и остановки секундомера и счетным механизмом.

Типичными рентгенметрами без счетных приспособлений являются так называемые ионметры Винавера, Фридриха, Спиллрда, Соломона, Мартиуса, Вульфа Дессауэра, Кюстнера, изготавливаемые

различными фирмами. Все ионометры работают по принципу потери измерительной системой заряда.

При неизменной емкости C системы потеря определенного заряда отвечает перемещению указателя электрометра (нити или стрелки) из одного положения в другое:

$$Q = C \cdot (U_1 - U_2)$$

соответственно потенциалам системы U_1 и U_2 , а значит, и определенной физической дозе в воздухе нормальной плотности (постоянная прибора—число рентгена на заданный интервал шкалы). Наиболее совершенно с технической стороны из приборов этого типа выполнено «измерительное устройство по Кюстнеру», нашедшее себе широкое применение в качестве образцового прибора (рис. 59).

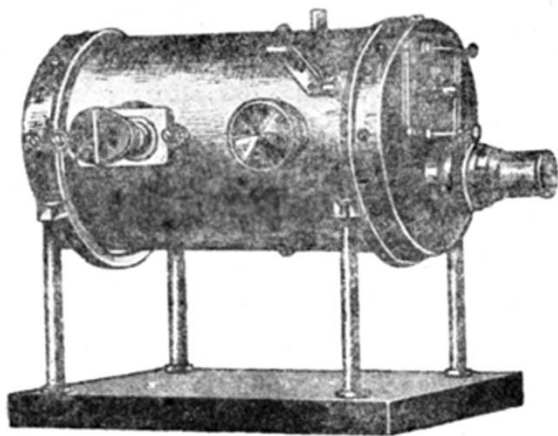


Рис. 59. Общий вид малого измерительного прибора по Кюстнеру (большой измерительный прибор виден на рис. 53).

Оставляя в стороне технические недостатки отдельных конструкций таких рентгенметров (камер, держателей, отсутствие осушителей и радиоактивного контроля и т. д.), нельзя не отметить их общий существенный недостаток; восстановление потерянного измерительной системой заряда происходит не автоматически, а посредством электростатической машины, приводимой в действие наблюдателем.

Таким образом наблюдатель либо должен находиться в помещении, куда проникает излучение, либо иметь вспомогательное устройство для управления на расстоянии (новая модель Кюстнера). Кроме того при таком способе зарядки нельзя достигнуть непрерывного

действия аппарата, а следовательно, и счета порций физических доз. Этот недостаток устранен в светосигнальном рентгенометре, разработанном автором в рентгенометрической лаборатории Всесоюзного научно-исследовательского института метрологии и стандартизации.

Прибор состоит (рис. 60) из бакелитовой графитированной наперстковой камеры *A*, жесткой, заполненной резином соединени-

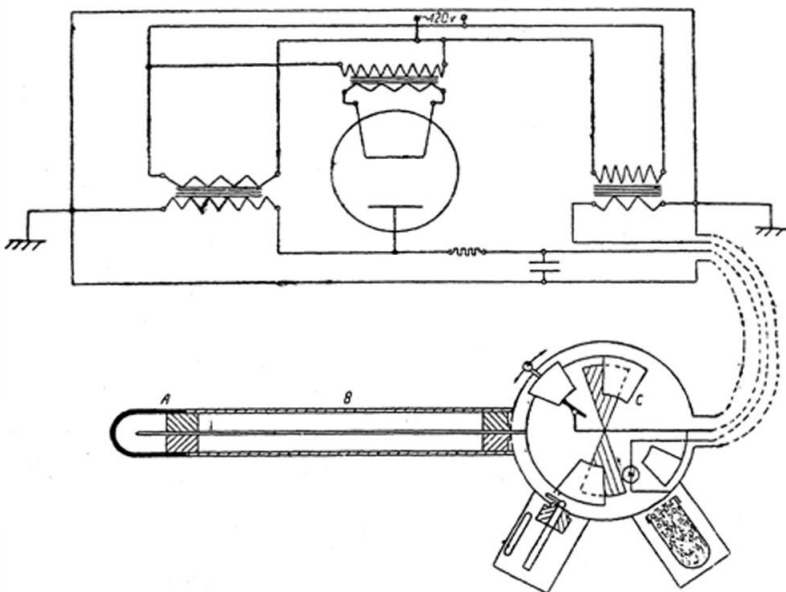


Рис. 60. Схема светосигнального рентгенометра рентгенометрической лаборатории Всесоюзного института метрологии и стандартизации.

тельной части *B* и квадрантного электрометра *E*, помещенного в свинцовом кожухе с осушителем и радиоактивным контролем.

Питание прибора производится от сети переменного тока через выпрямительное устройство *C*. Электрометр представляет собой систему четырех квадрантов, из которых один e_1 снабжен глухой стенкой, другой e_2 —ограничителем. Два квадранта e_1 соединены с измерительным электродом, два другие e_2 и бисквит—с зарядным устройством. Бисквит после подачи на него потенциала (1000—1500 В) будет втянут от ограничителя в квадранты измерительной системы, и при соприкосновении с глухой стенкой сообщит ей заряд, после чего под действием крутящего момента нити, на которой он укреп-

лен, возвратится к ограничителю. По мере снятия заряда с измерительной системы, под действием на воздух камеры рентгеновских лучей, бисквит снова будет медленно вытягиваться в квадранты e_1 , открывая при этом светосигнальное окно. После нового соприкосновения бисквита с квадрантами e_1 и отброса его к ограничителю окно окажется быстро закрытым, что дает возможность удобно наблюдать сигнал. Процесс повторяется все время, пока включен прибор и действуют рентгеновские лучи. Легко видеть, что значение сетевого напряжения не играет роли при работе прибора. Действительно, если подводимый к квадрантам e_2 и бисквиту потенциал обозначить через U_2 , а значение потенциала, при котором втянутый бисквит касается квадрантов e_1 измерительной системы, обозначить через U_1 , то величина потерянного заряда ΔQ будет

$$\Delta Q = C(U_2 - U_1) = C \Delta U, \quad (61)$$

где C — емкость измерительной системы.

В тоже время в любой момент движения бисквита справедливо соотношение:

$$M_1 = M_0 \quad (62)$$

где M_1 — вращающий момент электрических сил притяжения квадрантами e_1 и M_0 — тормозящий момент закручиваемой нити.

При соприкосновении, очевидно, будем иметь

$$k_1(U_2 - U_1)^2 = k_0 \alpha, \quad (63)$$

где α — угол закручивания нити (поворота бисквита), k_1 и k_0 — постоянные, зависящие от конструкции прибора.

Так как α в данном приборе остается неизменным, то:

$$\Delta U = U_2 - U_1 = \text{const},$$

что, согласно (61), дает

$$\Delta Q = \text{const}.$$

Таким образом, каково бы ни было значение U_2 , каждый световой сигнал отвечает неизменному значению потери заряда ΔQ , если за время движения бисквита не происходило колебания U_2 . Для устранения влияния этих мгновенных или частых колебаний напряжений в приборе предусмотрена возможность включения стабилизатора напряжения в виде неоновой лампы, однако надобность в нем может возникнуть лишь в очень редких случаях эксплуатации рентгеновских аппаратов. Общий вид светосигнального рентгенометра представлен на рис. 61.

Основная камера прибора может быть заменена вспомогательными камерами, имеющими специальное назначение, например для измерения очень мягких лучей или рассеянного излучения.

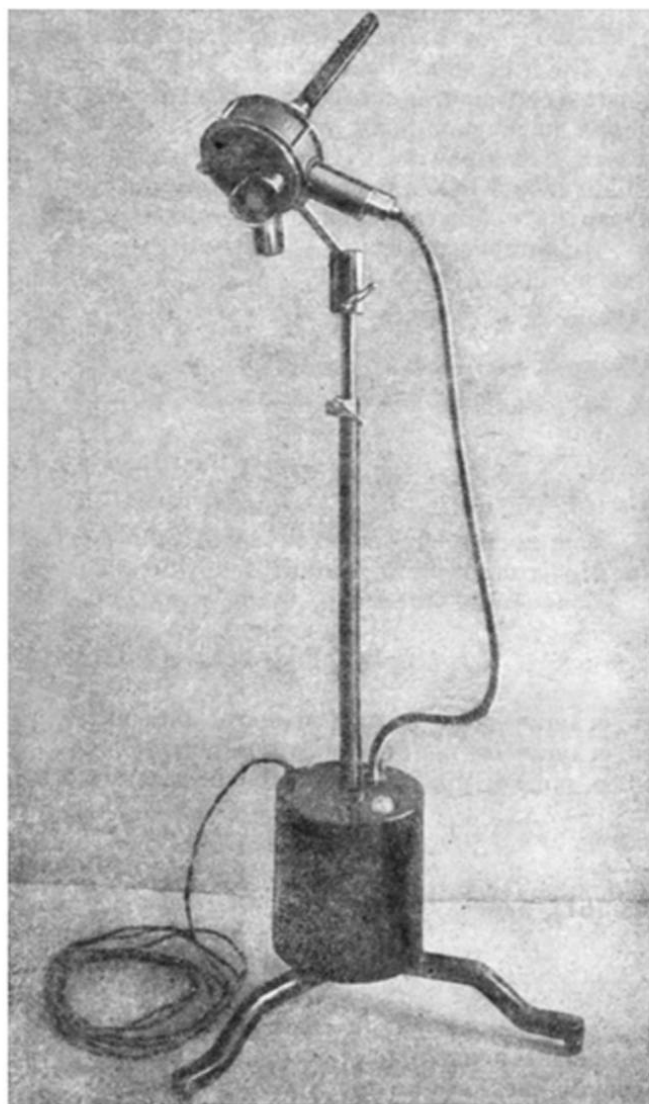


Рис. 61. Общий вид светосигнального рентгенметра.

Постоянная прибора для основной камеры составляет (3—5) г на сигнал в зависимости от выполнения электрометра.

Рентгенометры со счетными механизмами (тип Гаммера и тип Штраусса — «Мекапион») имеют электрометрическое устройство в виде реле, действующего всякий раз, когда достигнута определенная величина физической дозы в воздухе. В результате действия реле происходят автоматическая зарядка или заземление измерительной системы, остановка или пуск секундомера, работа счетного устройства, сигнализация и запись. Основное различие рентгенометров указанных двух типов заключается в устройстве реле.

В рентгенометре Гаммера реле электромеханическое, в «Мекапионе» Штраусса оно электронное. Принципиальная схема действия прибора Гаммера представлена на рис. 62.

Питание прибора производится от сети переменного тока. Проводящий графитовый слой 2 в камере поддерживается при потенциале 1200 V от выпрямительного устройства D. Всякий раз когда при ионизации воздуха камеры A лучами измерительная система 3—8—9 заряжается до потенциала 500—600 V подвижное заземленное крыло 11—12 притягивается к электродам 9 измерительной системы и замыкает токовый контакт 13. При действии реле 14 и 15 происходит

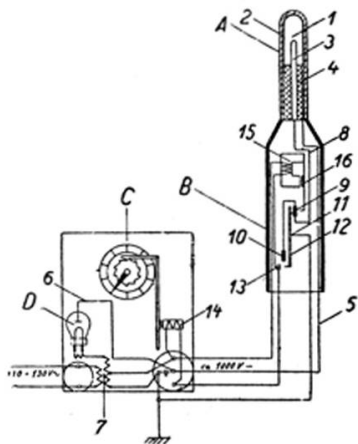


Рис. 62. Принципиальная схема действия рентгенометра Гаммера.



Рис. 63. Внешний вид матрицы рентгенометра Гаммера.

работа сигнальных и счетных механизмов C, а также заземление измерительного электрода 16—9. Вся электрометрическая система с радиоактивным контролем (на схеме рис. 61 не показана) заключена в оцинкованную цилиндрическую трубу B небольших размеров, которая вместе с бакелитовой камерой A и соединительной частью 4, выполненной из резины, образует компактную матрицу (рис. 63). Вместо основной камеры на соединительной части могут быть укреплены специальные камеры для мягких и рассеянных лучей. Общий вид прибора представлен на рис. 64.

Постоянная прибора: 5 г на каждое действие реле. Первый отсчет после включения недействителен, так как измерительная система не

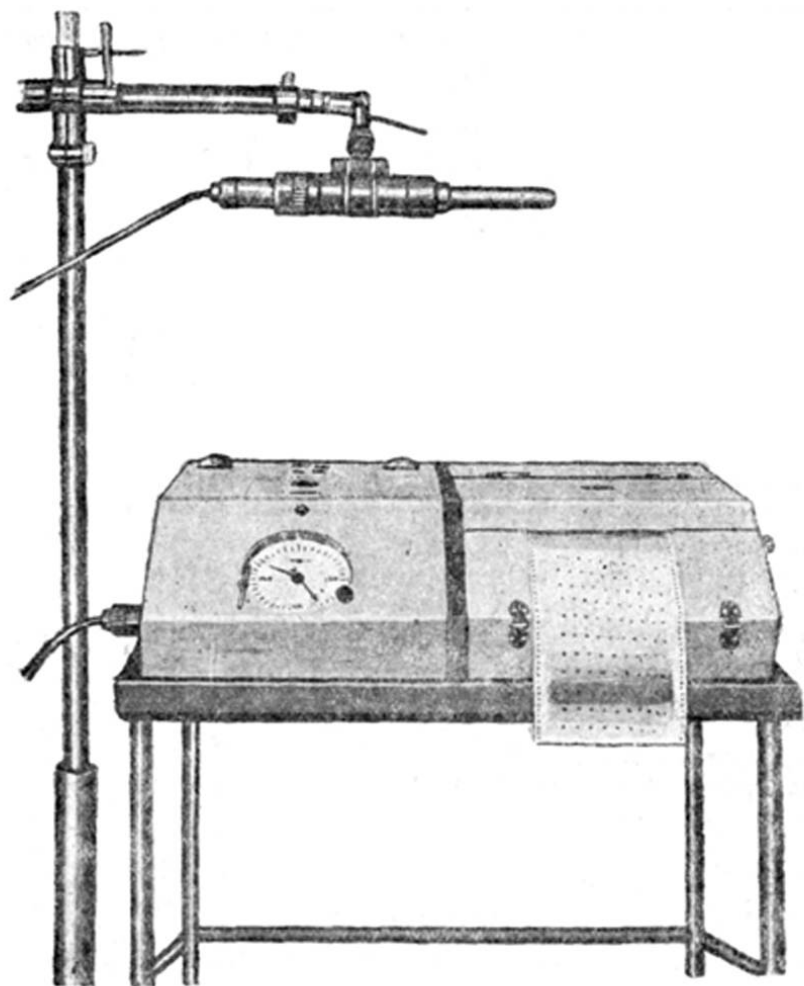


Рис. 64. Общий вид рентгенметра Гаммера.

была заземлена перед зарядкой. Незначительное изменение напряжения в сети и форма его кривой не влияют существенно на показания прибора, как это вытекает из принципа действия его, однако колебания напряжения могут вызвать появление индуктированного заряда на измерительной системе. При значительных падениях напряжения в сети показания прибора изменятся вследствие изменения режима промежуточных реле.

Принципиальная схема рентгенметра («Меканион» Штрауса) представлена на рис. 65.

На камеру D из мастики подается потенциал 90 В от выпрямительного устройства B_2 (на схеме вместо выпрямительного устройства показана батарея). Измерительный электрод L_1 соединен с сеткой G трехэлектродной электронной лампы, в анодной цепи которой включена обмотка чувствительного электромагнитного реле R_1 . Измерительный электрод, а следовательно, и сетка лампы при действии реле по индукции заряжаются до отрицательного потенциала -150 В , так что сетка полностью экранирует анод, и ток в анодной цепи отсутствует. По мере потери заряда электродом при ионизации воздуха в камере под действием рентгеновских лучей потенциал сетки возрастает и при значении -90 В ток в анодной цепи достигает значения в 1 мА , достаточного для действия основного реле. В результате действия основного реле выполняют работы все вспомогательные механизмы, причем, как видно из рис. 65, при разрыве контакта T сетка по индукции принимает прежний отрицательный потенциал. Радиоактивный контроль в этом приборе выполняется с помощью уранового ионизатора. Почему необходим пересчет в связи с изменением плотности воздуха.

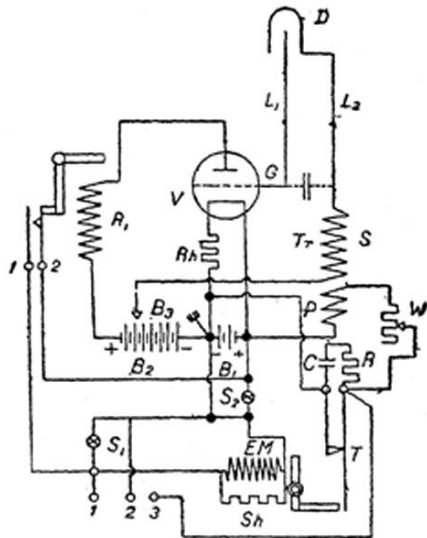


Рис. 65. Принципиальная схема действия рентгенметра Штраусса «Мекапион».

Изменения напряжения сети заметно сказываются на работе прибора, так как все реле питаются от выпрямительного устройства, (меднозакисные выпрямители). Ввиду того что одному и тому же эффективному значению переменного напряжения в сети отвечают при различных формах кривой различные максимальные значения, на показании прибора оказывает влияние также и чистота синусоиды напряжения сети. Общий вид прибора представлен на рис. 66.

Для измерения на мягких лучах (Буки) и для рассеянного излучения прибор снабжен специальными камерами рис. 67.

Постоянная прибора для основной камеры: $2,5\text{ г}$ на каждое действие реле.

Наименование «Мекапион» происходит от сочетания первых слогов немецких слов Megohm (мегом), Kapazität (емкость), ionisation (ионизация) и указывает на величины, измерение которых возможно прибором. К приборам, измеряющим непосредственно мощность физической дозы, относится так называемый «дозисмессер» фирмы

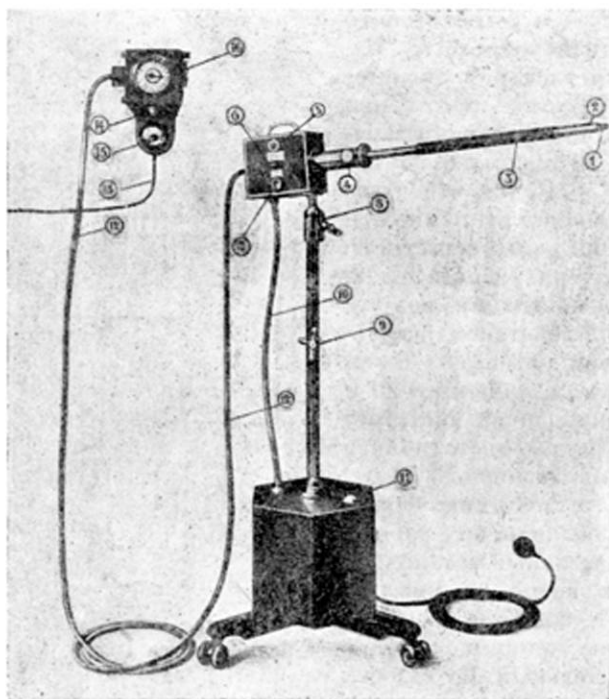


Рис. 66. Общий вид рентгенметра Штраусса «Мекapiон». 1 — камера, 2 — соединительная часть, 3 — чехол для защиты камеры от механических повреждений, 4 — матрица с электронной лампой, (5, 6, 7) — коробка, содержащая реле и световой сигнал, 8 — головка крепления (9—11) — место расположения выпрямительного устройства и аккумулятора, (14, 15, 16) — сигнальные устройства и счетный механизм.

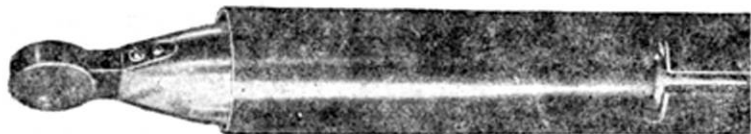


Рис. 67. Специальная камера для измерений на мягких рентгеновских лучах (Буки) к рентгенметру «Мекapiон».

Измерение ионизационного тока производится по схеме Бронсона, в которой электрометр заменен двухсетчатой усилительной лампой.

Анодный ток, как известно, непропорционален потенциалу сетки, или, что то же, ионизационному току, вследствие чего при употре-

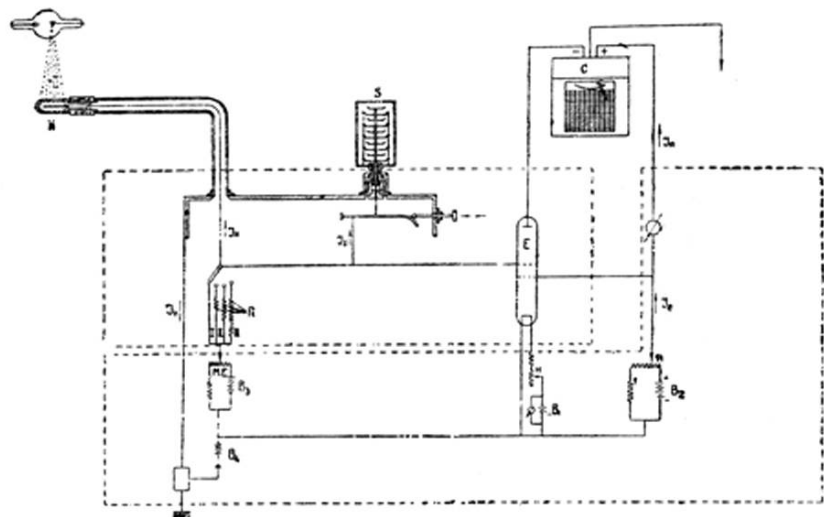


Рис. 68а. Принципиальная схема рентгенметра Сименса (дозисмессера).

блении прибора необходимо пользоваться номограммами. Питание прибора производится исключительно от аккумуляторных батарей

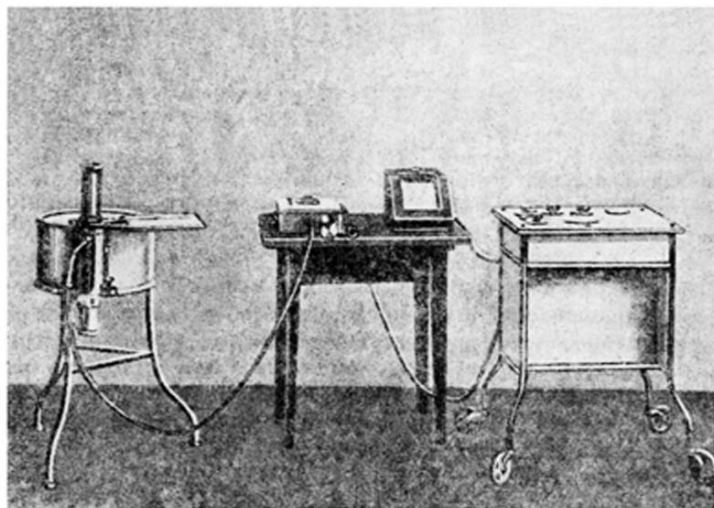


Рис. 68b. Общий вид рентгенметра Сименса (дозисмессера).

Трем различным сопротивлениям в схеме отвечают три ступени усиления, позволяющие с одним и тем же стрелочным гальванометром в анодной цепи охватить широкий интервал измерений мощности физической дозы в воздухе от $P=0,008$ r/сек до $P=1$ r/сек при малом ионизационном объеме камеры. Радиоактивный контроль выполнен в приборе с помощью уранового ионизатора, причем вследствие небольшого расстояния между его пластинами поправка на плотность воздуха играет мало заметную роль. Не касаясь вопросов технического выполнения прибора, можно отметить его принци-

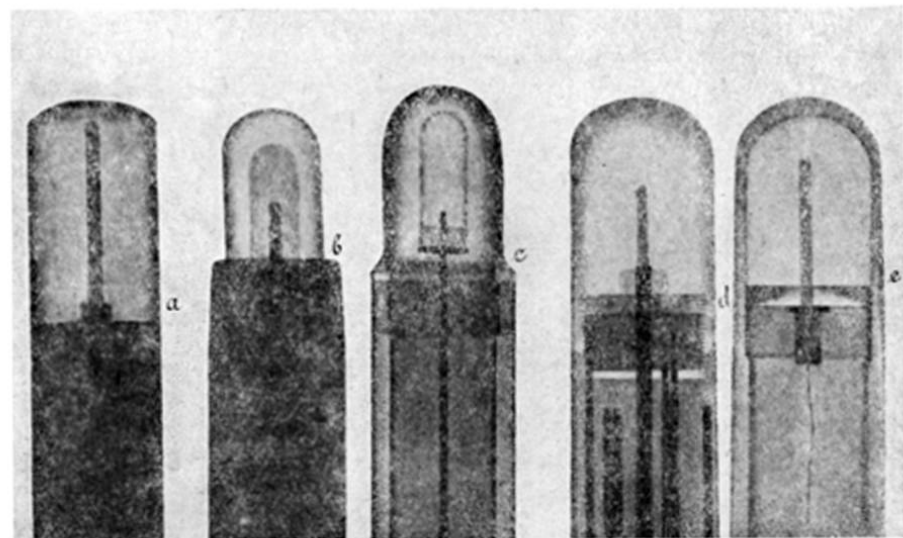


Рис. 69. Рентгено снимки ионизационных камер основных типов рентгенметров: *a* миктокуантиметра—алюминиевая камера на оловянизированной соединительной части; *b* дозиметра Сименса—камера роговая на оловянизированной соединительной части; *c* «Мекапион» Штраусса—камера из мастики на соединительные части, залитой резином; *d* дозиметра Гаммера—бакелитовая камера на соединительные части, заполненной резином; *e* светосигнального рентгенметра—камера бакелитовая на соединительной части, заполненной резином.

пиальные достоинства. Этот рентгенметр обладает высокой чувствительностью и позволяет вести постоянное наблюдение по отклонению стрелки гальванометра. В смысле времени, необходимого для измерения, он является наиболее экономичным. Снабжение прибора двумя вспомогательными камерами, перевод на питание от выпрямительных схем (кроме накала усильтельной лампы) и некоторые конструктивные изменения позволяют сделать его универсальным для всех дозиметрических измерений.

Рентгеновские снимки основных камер рассмотренных приборов представлены для сравнения на рис. 69.

§ 20. Распределение мощности физической дозы внутри поглощающей среды

Рентгенметры с малыми ионизационными камерами, стенки которых пронизываются рентгеновскими лучами, дают возможность производить исследования распределения мощности физической дозы внутри освещаемой среды. Если K (рис. 70) будет исследуемая среда, Q —анодное пятно рентгеновской трубки и B —диафрагма, то в какой-либо точке C на глубине x мощность физической дозы в воздухе камеры рентгенметра, центр которой помещен в эту точку, будет обусловлена не только первичным излучением трубки, но также и тем вторичным рассеянным излучением, которое попадает в камеру из окружающей среды. Влияние этого рассеянного излучения, очевидно, зависит от свойств освещаемой среды (порядкового номера и плотности), величины телесного угла пучка лучей и места расположения рассматриваемой точки в освещаемой среде ($P_0 P_1$ и P_2).

Если интенсивность однородного первичного излучения в точке C (центр камеры) обозначить через I' , а интенсивность вторичного рассеянного излучения, достигающего этой точки,—через I'' , то мощность дозы в воздухе, согласно формуле (48), будет:

$$P_x = I' \gamma_1 + I'' \gamma_2 \quad (64)$$

где γ_2 —эффективный коэффициент электронного преобразования рассеянного излучения в воздухе камеры. Чем больше массовый коэффициент рассеяния среды (табл. 6) и число центров рассеяния, влияющих на мощность дозы в рассматриваемой точке, тем больше интенсивность рассеянного излучения в ней. Так как коэффициент рассеяния можно считать не зависящим от длины волны, то влияние рассеяния особенно сильно будет сказываться при освещении лучами коротких длин волн. В этом случае возрастает как относительное влияние рассеяния каждого центра, так и число влияющих на точку C центров (уменьшается коэффициент ослабления).

Для неоднородного пучка лучей мощность дозы будет обусловлена некоторым суммарным эффектом от отдельных компонентов излучения, т. е.

$$P_x = \int_{\lambda} d(P_{x\lambda}) = \int_{\lambda} d(I_{x\lambda} \gamma_{\lambda}) \quad (65)$$

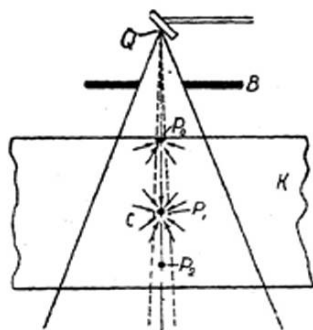


Рис. 70. Схематическое изображение влияния рассеянного излучения на мощность дозы внутри освещаемой среды.

При использовании практически однородного излучения выражение (65) может быть упрощено, так как $I_{x\lambda}$ и γ_λ могут быть заменены через I_x и $\gamma_{\lambda eff}$ ¹,

$$P_x = I_x \gamma_{\lambda eff} \quad (66)$$

Тем не менее теоретический подсчет мощности физической дозы внутри среды затруднителен по той причине, что в связи с рассеянием при комптоновском эффекте спектральное распределение плотности интенсивности $Y_{x\lambda}$ в точке C , а следовательно, и λ_{eff} не могут быть достаточно определенно установлены. В связи с этим, особенно для

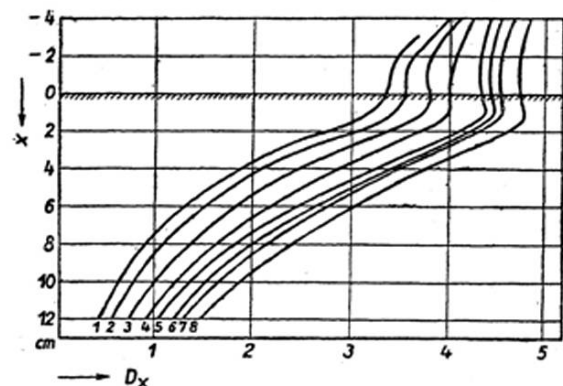


Рис. 71. Распределение физической дозы (D_x) за время в 1 сек. по глубине x в водяном фантоме для $U=175$ кВ, $\delta=0,5$ мм Zn + 2,5 мм Al $f_n=40$ см по измерениям Румпа и Егера. 1) Поле (2×2) см², 8) поле (17×17) см².

подходящей физической средой является вода, так как она по своим свойствам близко подходит к биологической среде (табл. 5 и 6).

На рис. 71 представлен ход изменения мощности физической дозы в водяном фантоме по глубине вдоль центрального луча для различных значений освещаемых полей (размер поверхности, на которую падают рентгеновские лучи) по измерениям Румпа и Егера.

Во всех случаях условия освещения оставались неизменными ($U=75$ кВ, $\delta=0,5$ мм, Zn + 2, мм Al и $f=40$ см) и расстояния отсчитывались до центра камеры. В точке отвечающей поверхности воды ($x=0$) камера, очевидно, погружена в воду на половину диаметра. Из рассмотрения этих кривых следует, что мощность физической дозы возрастает в слоях, прилежащих к поверхности, достигая некоторого максимального значения на тем большей глубине, чем больше поле освещения. В дальнейшем ход кривых приближается

¹ Случай возникновения характеристического излучения вещества среды здесь не рассматривается.

к экспоненциальному закону, как этого и следовало ожидать для практически однородного излучения (рис. 72).

Из рассмотрения тех же кривых рис. 71 кроме того следует, что с увеличением поля освещения увеличивается значение мощности дозы для точек, лежащих на какой-либо глубине x , однако не в прямой пропорциональности от площади поля, а затухающе и не в одинаковой мере для различных глубин.

Ряд кривых зависимости мощности физической дозы на глубине от размеров стороны квадратного поля освещения b (величина, равная корню квадратному из размеров площади) для того же излучения и различных значений x представлен на рис. 73.

Легко видеть, что для точки лежащей на поверхности ($x=0$), увеличение ширины поля от $b=6$ см до $b=18$ см мощность

физической дозы возрастает всего в 1,15 раз, в то время как на глубине $x=10$ см увеличение достигает 1,5 раза.

Влияние рассеянного излучения особенно ясно видно из рис. 72, где нулем обозначена прямая, отвечающая значению мощности дозы для очень узкого пучка лучей, т. е. значениям, обусловленным почти исключительно первичным излучением.

Подсчитанное из этих данных отношение мощности физической дозы от рассеянного излучения P''_x к мощности дозы от первичного пучка лучей P'_x (рис. 74) показывает, что

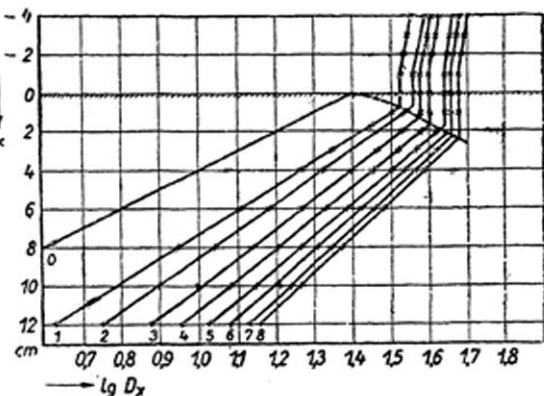


Рис. 72. Та же зависимость, что и на рис. 71, но по оси абсцисс отложены $\lg b$. Кривая 0 относится к очень тонкому пучку лучей, так что поле освещения можно принять равным нулю.

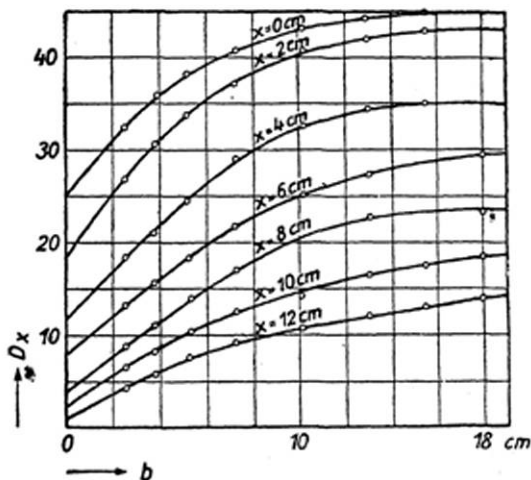


Рис. 73. Секундная физическая доза (в произвольных единицах) в зависимости от ширины квадратного поля освещения для различных глубин x водяном фантоме и тех же условиях освещения, что и на рис. 71, 72.

с увеличением глубины роль рассеянного излучения сильно возрастает.

Если на „поверхности величина P_0'' составляла всего лишь 40% от P'_0 ($\frac{P_0''}{P'_0} = 0,4$), то на глубине $x = 10$ см $\frac{P''_{10}}{P'_{10}} = 4,5$. Отсюда ясно следует огромная роль рассеянного излучения при использовании рентгеновских лучей в медицине для глубокой терапии.

Глубинная мощность дозы, а значит, и доза, выражаемая обычно в процентах от значения на поверхности:

$$P_0^0/\% = \frac{P_x}{P_0} \cdot 100 \text{ и } D_0^0/\% = \frac{D_x}{D_0} \cdot 100 \quad (67)$$

зависят также от качества излучения и фокусного расстояния. Чем меньше λ_{eff} практически однородного излучения (или чем более

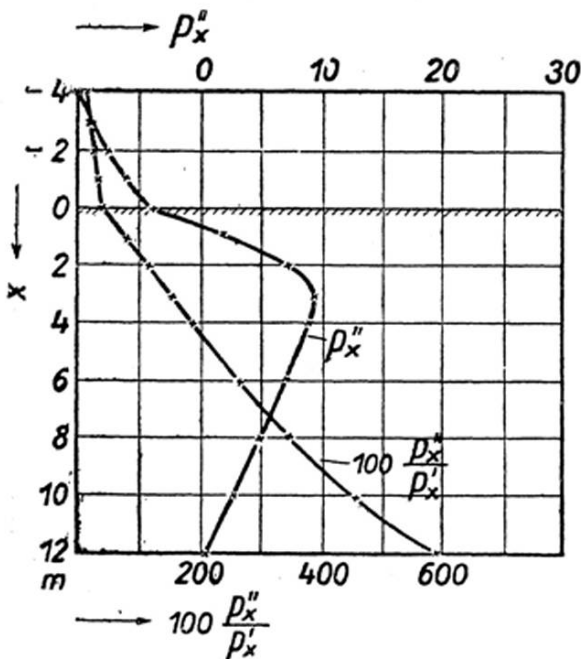


Рис. 74. Мощность физической дозы от рассеянного излучения P''_x в водяном фантоме и относительное влияние ее $100 \cdot \frac{P''_x}{P'_x}$ в зависимости от глубины x для тех же условий освещения и поля освещения (10×17) см².

жесткость его), тем слабее будет происходить убывание процентной мощности, физической дозы с глубиной, так как ослабление первичных лучей меньше и большее значение имеет рассеяние.

Ход изменения P^0_0 в зависимости от качества практически однородного излучения для точки $x = 10$ см, поля освещения (20×20) см² и фокусного расстояния $f = 50$ см показан на рис. 75.

Из рис. 75 видно, что применение напряжений более высоких чем 200 кВ или фильтраций, более тяжелых чем $\delta = 2,0$ мм Cu, не дает существенного увеличения процентной глубинной мощности дозы. С увеличением фокусного расстояния, (от анодного пятна до поверхности воды) при неизменном излучении и неизменном поле освещения, телесный угол, в котором заключен поток лучистой энергии, убывает и вместе с тем изменение глубинной мощности дозы происходит медленнее, чем в случае большого телесного угла при малом фокусном расстоянии (закон квадратов расстояний). Иллюстрацией к сказанному служит рис. 76.

Таким образом процентная глубинная физическая доза D^0_0 будет тем больше, чем больше жесткость излучения (меньше λ_{eff}), чем больше фокусное расстояние и чем больше поле освещения. Что касается вопроса о распределении мощности физической дозы в плоскости поперечного сечения пучка, то общий

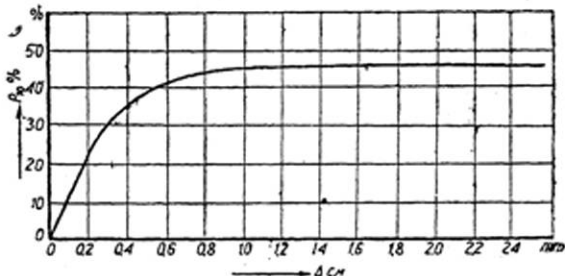


Рис. 75. Процентная глубинная мощность дозы P^0_0 в водяном фантоме на глубине $x = 10$ см при поле освещения (20×20) см² и фокусном расстоянии $f = 50$ см в зависимости от качества Δ_{Cu} — биологически однородного излучения ($n = 2,5$ октавы).

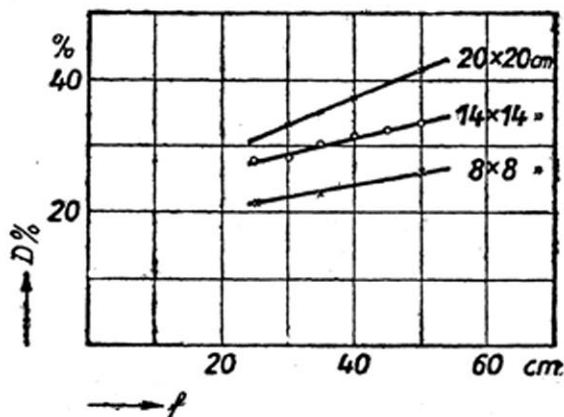


Рис. 76. Процентная глубинная доза D^0_0 в зависимости от фокусного расстояния для различных полей освещения при $U = 180$ кВ, $\delta = 1,0$ мм Cu; $x = 10$ см в водяном фантоме по Фридриху и Кернеру.

характер этого распределения можно видеть из рис. 77.

На этом рисунке изображены кривые Кронига и Фридриха, снятые для плоскости поперечного сечения на глубине $x = 10$ см при практически однородном излучении ($\delta = 1$ мм Cu, $\Delta = 1$, 2 мм Cu), фокусным расстоянием $f = 50$ см и полях освещения (4×4) см² и (12×12) см².

Более полное представление о простран-

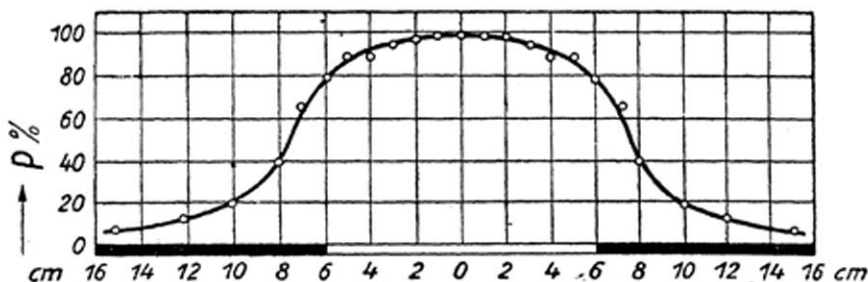
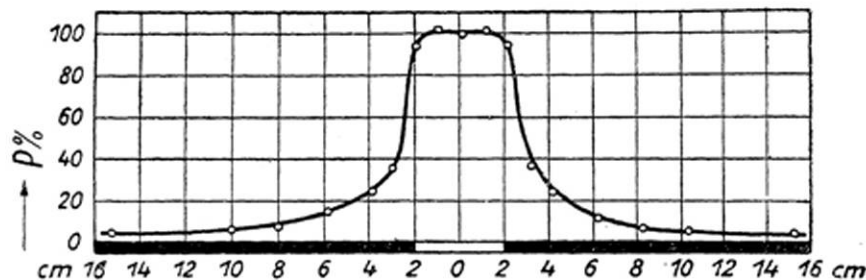


Рис. 77. Распределение процентной мощности физической дозы $P\%$ в водяном фантоме, для плоскости на глубине $x = 10$ см при тех же условиях освещения, как для рис. 75. а) Поле освещения (4×4) см², б) поле освещения (12×12) см².

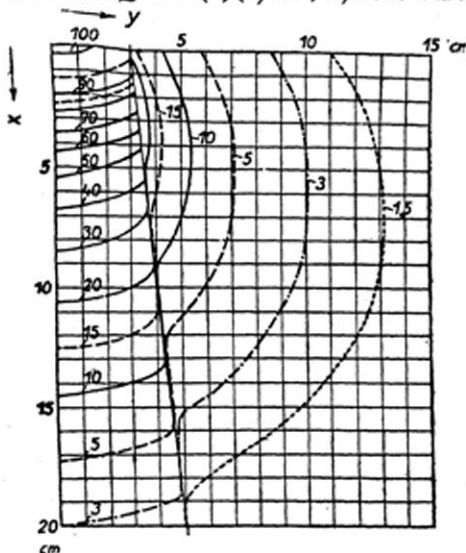


Рис. 78. Распределение процентной глубинной мощности дозы в водяном фантоме для плоскости, содержащей центральный луч (x, y) , при $U = 140$ кВ, $\delta = 0,5$ мм Си; для круглого поля освещения $d_1 = 6$ см и фокусного расстояния $f_1 = 30$ см.

ственном распределении процентной глубинной мощности дозы в среде можно получить из рассмотрения картины линий изодоз, т. е. кривых, соединяющих точки в плоскости xu с одинаковыми значениями $P\%$. На рис. 68 представлена картина изодоз, по данным Хольфельдера, для практически однородного излучения ($U=140\text{ kV}$, $\delta=0,5\text{ мм Cu}$) при фокусном расстоянии $f_1=30\text{ см}$ круглом поле освещения диаметром $d_1=6\text{ см}$.

Из рассмотрения кривых рис. 78 и 79 можно заключить, что на любой глубине ($x=\text{const}$) в пределах конуса первичных лучей мощность физической дозы весьма мало изменяется, лишь слегка уменьшаясь к краям первичного пучка. Вместе с тем за пределами первичного пучка лучей происходит в широких пределах медленное спадание процентной глубинной мощности дозы.

Для двух основных медицинских проблем поверхностной и глубокой терапии, т. е. проблемы получения возможно большего значения мощности физической дозы на поверхности при возможно малой относительной глубинной и, наоборот, возможно большей глубинной при относительно небольшой поверхностной можно сделать следующее заключение. Для поверхностной терапии следует стремиться употреблять допустимо низкое напряжение при слабой фильтрации, малое фокусное расстояние и возможно малое поле освещения, причем чем больше будет сила эмиссионного тока, тем меньше время освещения необходимо для достижения определенной физической дозы. Обратно, при глубокой терапии желательно применять по возможности более высокие напряжения при тяжелой фильтрации¹, большие фокусные расстояния и допустимо большие поля освещения.

В соответствии с этими положениями в практике глубокой терапии нашли себе широкое применение способы освещения биологического объекта с нескольких полей и метод жесткой фильтрации при больших фокусных расстояниях (Кутарда).

При первом из этих способов для ориентировки полезно воспользоваться прибором Хольфельдера (полеизбиратель), однако более надежный результат может быть получен непосредственным измерением на искусственных моделях объектов освещения (фантомах).

§ 21. Измерение мощности физической дозы и соотношение между физической и биологической дозами

Практически необходимые дозиметрические измерения в области рентгеновских лучей в основном можно подразделить на три вида.

¹ Практически, как было указано выше, в энергетическом смысле нет необходимости в обычных условиях освещения поднимать напряжение выше 220 kV и доводить фильтрацию более, чем до $\delta=2\text{ мм Cu}$.

Определение мощности физической дозы лучей (а значит, и дозы), производимых в медицине для средней и глубокой терапии (от $\Delta \text{Cu} = 0,1 \text{ мм}$ до $\Delta \text{Cu} = 2 \text{ мм}$). Мощность дозы в этих случаях не опускается ниже $P = 0,01 \text{ р/сек}$. Если измерения производятся в воздухе как среде, окружающей камеру, то они могут быть выполнены любым из перечисленных выше рентгенметров, однако необходимо соблюдать, чтобы в случаях применения приборов с малыми камерами из материала эквивалентного воздуху никакие рассеивающие тела не находились вблизи камеры (в случае неизбежности присутствия таких тел расстояние до центра камеры не должно быть меньше 15 см).

Для измерений поверхностных и глубинных физических доз могут служить лишь приборы с малыми ионизационными камерами (основными для рентгенметров). Эти измерения производятся в медицине как непосредственно на пациенте, так и с помощью специальных искусственно созданных поглотителей (фантомов). Естественно, что наиболее подходящей средой для фантома является вода, однако трудности, связанные с погружением камеры прибора, наполненной воздухом и содержащей высокоизолированные электроды в жидкую среду, заставляют использовать другие материалы. Для этой цели можно указать в качестве наиболее подходящих материалов парафин, воск и рис. Выбор зависит от условий применения лучей. При измерениях на глубине может оказать влияние конструкция фантома. Наиболее желательным является производство измерений на искусственно созданных моделях в том виде, который отвечает условиям действительного освещения, однако в большинстве случаев допустимо употребление фантомов достаточно большого размера (в соответствии с объектом действительного освещения) с оцинкованными стенками. Другим видом измерений является определение мощности физической дозы весьма мягких рентгеновских лучей (так называемые пограничные лучи Буки). Для этих измерений рентгенметры должны быть снабжены специальными камерами (если основная камера не является универсальной) с весьма тонкими стенками из легкого материала (обычно целлофан толщиной $0,02 \text{ мм}$). Большую роль при этом играют отсчет расстояния (вследствие сильного ослабления энергии лучей в воздухе), а также ориентация камеры в пучке.

Для устранения влияния последнего фактора при сравнительных измерениях полезно фотографировать камеру на рентгеновских лучах и тем самым фиксировать неизменность ее положения в пучке лучей.

Третий вид измерений относится к рассеянным лучам любого качества и представляется особым видом измерений с количественной стороны. Речь идет об измерении весьма малых мощностей дозы рентгеновских лучей в воздухе при исследованиях степени защиты обслуживающего персонала от вредного действия лучей. Если исследуется помещение, то не требуется применение каких-либо специальных приборов, так как в этих случаях допустимо употреблять обыч-

ные рентгенметры, снабдив их особой сферической камерой больших размеров.

Однако для установления свинцовых эквивалентов защитных материалов, а также для исследований защитных устройств (трубок, чехлов и ширм) необходимы особо чувствительные установки.

Сюда, прежде всего, относятся устройства, состоящие из камеры небольшого размера в соединении с электрометром высокой чувствительности (до 100 делений на 1 В) и малой емкости системы (10—15 μF). Таким путем могут быть измерены мощности физической дозы $P = 0,1 \frac{\mu r}{\text{сек}}$. Для технических целей употребление высокочувствительных электрометров затруднительно, и их удобнее заменить усилительной схемой, так как редко может встретиться необходимость в измерениях мощности дозы меньшей чем $P = 10 \frac{\mu r}{\text{сек}}$. В случаях особенно малых значений P необходимо применение счетчиков Гейгера-Мюллера, работающих либо на электрометр (по схеме Бронсона) либо на усилительную схему.

Все вышесказанное относилось к установлению физической дозы, между тем как для медицины существенным является биологический эффект от рентгеновских лучей. Среди различных критериев биологического эффекта наиболее важной, определенной и общепринятой является кожная эритемная доза (HED). Следует заметить, что биологический эффект зависит от многих факторов, заключенных в самом объекте освещения как комплексном организме, а потому речь может идти лишь об установлении некоторого среднего статистического соотношения между физической дозой D и биологической эритемной дозой D_B .

Вообще говоря $D_B = \alpha D$, где α — коэффициент биологической реакции, зависящий от индивидуальных особенностей организма. По исследованиям Кюстнера, в среднем можно считать, что физическая доза в воздухе нормальной плотности, необходимая для получения HED , равна 590 г независимо от длины волны излучения в интервале $\Delta_{cu} = 0,1 \text{ мм}$ до $\Delta_{cu} = 1 \text{ мм}$. Вместе с тем в специальной литературе есть указания на изменение этого соотношения в зависимости от качества излучения и величины поля освещения.

ГЛАВА VI

ЗАЩИТА ОТ ВРЕДНОГО ДЕЙСТВИЯ РЕНТГЕНОВСКИХ ЛУЧЕЙ

§ 22. Проблема защиты

Вопросу о биологическом действии малых доз рентгеновских лучей в литературе посвящен ряд работ. Известно, что реакция биологической среды зависит не только от количества поглощенной энергии, но также в значительной мере и от времени, в течение которого эта энергия была воспринята. Основным критерием степени защиты должно, следовательно, служить некоторое среднее значение переносимой человеческим организмом мощности физической дозы P_t (толерантная секундная доза). Установление достаточно определенной и надежной величины P_t затрудняется тем, что длительное систематическое наблюдение возможно лишь над объектами, которые подвергаются не только регулярному действию малых доз рентгеновских лучей, но также еще и большому числу совершенно посторонних неучитываемых факторов. Те сведения, которые имеются в литературе (иногда для отдельных случаев) приводят к следующим заключениям.

Мутчеллер указывает как допустимую предельную величину 0,01 (HED) за 30 дней, что дает $P_t = 7 \frac{\mu r}{\text{сек}}$; Глокер и Каупп $5 \cdot 10^{-5}$ (HED) за час, то есть то же $P_t = 7 \frac{\mu r}{\text{сек}}$; Соломон полагает безопасным HED за год, что соответствует $P_t = 70 \frac{\mu r}{\text{сек}}$; Зиверт принимает 0,1 (HED) за год или $P_t = 7 \frac{\mu r}{\text{сек}}$; Барклай и Кокс $3 \cdot 10^{-3}$ (HED) за день, что дает снова $P_t = 7 \frac{\mu r}{\text{сек}}$, наконец, Бенкен принимает округленное значение $P_t = 10 \frac{\mu r}{\text{сек}}$ как среднее из ряда различных источников.

Пока нет исчерпывающих данных специальных исследований, наиболее естественно придерживаться именно этого последнего значения допустимой мощности физической дозы в защищенном объеме.

Общие положения о защите могут быть сформулированы следующим образом: 1) защита должна быть предпринята не только от пер-

вичного излучения трубки, но также и от вторичного рассеянного излучения (что значительно осложняет проблему), 2) выполнение

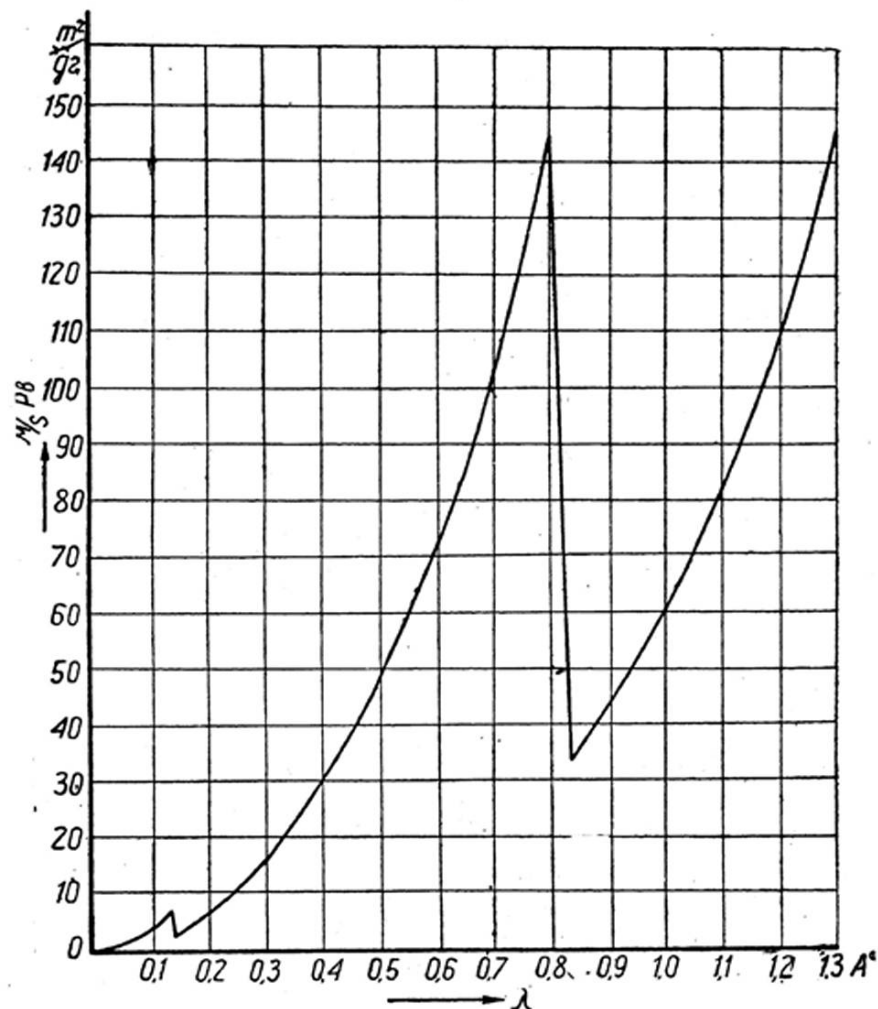


Рис. 79. Массовый коэффициент ослабления лучей в свинце в зависимости от длины волны излучения.

правил работы с рентгеновскими лучами составляет неотъемлемую часть всех мероприятий по защите, 3) исходными величинами для выбора средств защиты должны служить электрические данные установленного аппарата.

Для защиты от первичного и вторичного излучения самым распространенным материалом служит свинец, почему защитные свойства всех прочих материалов оцениваются по сравнению с ним.

Коэффициент ослабления материала резко возрастает с увеличением порядкового атомного номера элементов (соотношение 23), но вместе с тем граница полосы поглощения смещается в область более коротких длин волн (закон Мозели 14) и тем самым ухудшает защитные свойства материала для некоторой части рабочего участка спектра.

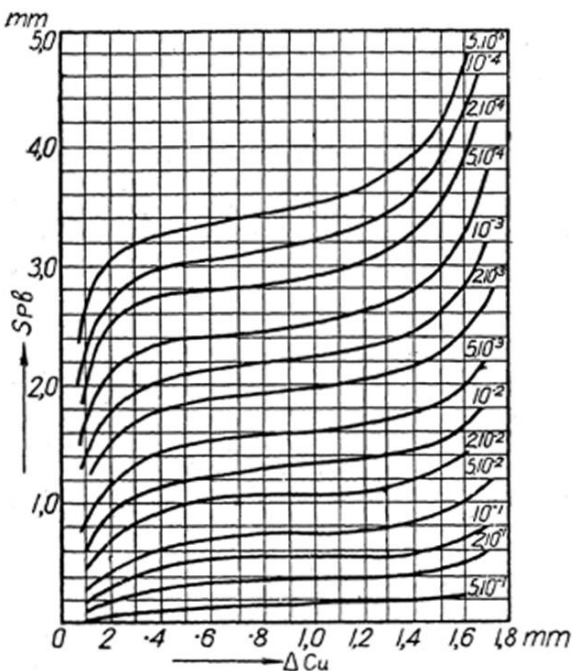


Рис. 80. Толщина слоя металлического свинца, ослабляющего излучение в заданное число раз в зависимости от качества смешанного излучения.

С этой точки зрения свинец является слабо защищающим или проницаемым для излучения длины волны, отвечающей напряжению $U = 90 \text{ kV}$, как это следует из табл. 5, 2 и рис. 79.

Таким образом основной защитный материал обладает тем недостатком (который однако, неизбежен и для любого другого сильно защищающего материала), что области длины волны $\lambda = 0,13 \text{ \AA}$ ($U_K = 90 \text{ kV}$) отвечающей серии K характеристического излучения свинца, коэффициент ослабления его претерпевает резкий скачок, отчего защитные свойства свинца при этом излучении значительно

понижаются. Для смешанного излучения наличие границы полосы поглощения в некотором смысле играет даже положительную роль. Действительно, в смешанном излучении присутствуют лучи различных длин волн, а потому при повышении напряжения до U_K эффективный коэффициент ослабления убывает пропорционально кубу эффективной длины волны, а значит, необходимая для защиты толщина слоя круто возрастает. При дальнейшем повышении подводимого к трубке напряжения, когда в спектре будут присутствовать лучи с длиной волны меньшей чем λ_K серии K свинца, или что то же, когда край полосы

поглощения окажется в границах пронизывающего защитный слой спектра излучения, будет сказываться скачок значения коэффициента ослабления в области $\lambda = 0,13 \text{ \AA}$. Следовательно, λ_{eff} будет убывать, а толщина необходимого слоя возрастать несколько более плавно. Когда при дальнейшем повышении напряжения и фильтраций спектр в наиболее интенсивной своей части сместится в область длин волн более коротких чем λ_{β} серии K свинца, увеличение необходимой толщины слоя будет снова круто возрастать. Иллюстрацией к сказанному служит рис. 80, на котором представлен ход изменения толщины свинцового слоя ослабляющего смешенное излучение в заданное число раз в зависимости от качества этого излучения (слоя половинного ослабления Δ_{Cu}).

§ 23. Защитные материалы и методы защиты

Защитные свойства какого-либо материала задаются так называемым свинцовым эквивалентом A_{Pb} . Под свинцовым эквивалентом материала подразумевается толщина слоя металлического свинца (в миллиметрах), которая ослабляет излучение в той же мере, как и материал данной толщины.

В литературе иногда можно встретить определение свинцового эквивалента, как толщины материала, ослабляющего излучение также, как и один миллиметр металлического свинца. По самому смыслу такого определения эту величину надлежит именовать не свинцовым эквивалентом материала, а наоборот, например «баритовым эквивалентом свинца».

В тех случаях, когда главной составной частью защитного материала является свинец, как это имеет место для свинцовых стекол и резины, удобнее пользоваться так называемым свинцовым коэффициентом K_{Pb} , под которым подразумевается отношение толщины слоя металлического свинца к эквивалентной по ослаблению толщине слоя материала.

Свинцовый коэффициент, следовательно, есть то число (правильная дробь), на которое следует умножить толщину слоя материала, чтобы получить эквивалентную толщину свинца:

$$K_{Pb} = \frac{d_{Pb}}{d_x}. \quad (68)$$

Очевидно, что для свинца $K_{Pb} = 1$.

По экспериментальным данным Кей, свинцовый коэффициент защитных стекол и резины может быть подсчитан (в процентах) из выражений:

для стекол

$$K_{Pb}^0 \% = 10 \rho - 20, \quad (69)$$

Здесь ρ — плотность защитного материала. Как вытекает из выражения (69) и (70) свинцовый коэффициент, а следовательно, и эквивалент свинцовых материалов не зависят от качества излучения и толщины материала, а лишь от количества свинца, заключенного в единице объема (плотность ρ). Очевидно, что для этого случая

$$A_{Pb} = K_{Pb} d,$$

где d — толщина слоя материала в миллиметрах. Для всех прочих несвинцовых защитных материалов качество излучения будет оказывать влияние на величину свинцового эквивалента A_{Pb} , так как в этом случае $K_{Pb} = f(\lambda)$ (рис. 33).

В области напряжений 80—100 kV, внутри которой лежит напряжение характеристического излучения свинца, эквивалент несвинцовых материалов достигает своего максимума. Ясно, что в области напряжений, отвечающих характеристическому излучению защитного материала, свинцовый эквивалент их достигает минимума.

Ряд кривых, показывающих ход изменения A_{Pb} в зависимости от качества нефильтрованного излучения, представлен на рис. 81.

Для элементов, более легких чем свинец, свинцовый коэффициент заметно убывает с увеличением толщины материала. Причиной этого служит изменение качества излучения по мере проникновения лучей вглубь материала.

Каждый последующий слой материала пронизывается более жестким излучением чем предыдущий, а потому имеет меньший свинцовый коэффициент. Средний коэффициент для всей толщины образца будет, очевидно, также убывать.

Кроме того на величину свинцового коэффициента материала влияют также и размеры поля освещения. Чем больше поле освещения, тем меньше, вообще говоря, будет свинцовый коэффициент материала, так как самый материал действует как некоторая рассеивающая излучение среда (§ 20).

В таб. 14 приведен ряд значений свинцовых эквивалентов для различных материалов по измерениям Кей и Глокер с Бертольди.

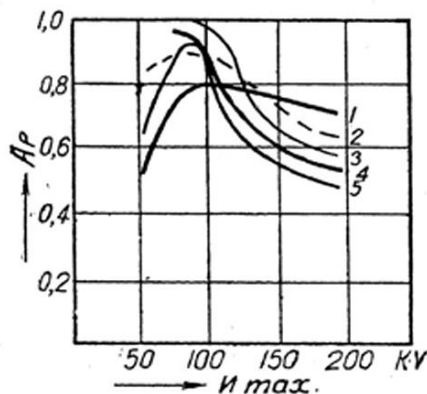


Рис. 81. Свинцовый эквивалент ряда материалов в зависимости от напряжения генерирования излучения U .

1) Al 50 мм, 2) латунь 4 мм, 3) сталь 6 мм, 4) Zn 4 мм, 5) Sn 1 мм.

Средний коэффициент для всей толщины образца будет, очевидно, также убывать.

Кроме того на величину свинцового коэффициента материала влияют также и размеры поля освещения. Чем больше поле освещения, тем меньше, вообще говоря, будет свинцовый коэффициент материала, так как самый материал действует как некоторая рассеивающая излучение среда (§ 20).

В таб. 14 приведен ряд значений свинцовых эквивалентов для различных материалов по измерениям Кей и Глокер с Бертольди.

Таким образом выбор толщины материала, необходимой для защиты первичного излучения, не представляет особых затруднений и может быть заранее указан рис. 82. Значительно сложнее обстоит вопрос с защитой от вторичного излучения. Оно возникает от всех предметов, находящихся в помещении, куда проникает первичное излучение, и достигает защищаемого объема со всех сторон. С точки зрения защиты от первичного излучения совершенно безразлично, в каком месте между источником A и защищаемым объектом B помещается защитный слой C (рис. 83), лишь бы он ослаблял весь тот пучок лучей, который падает на объект.

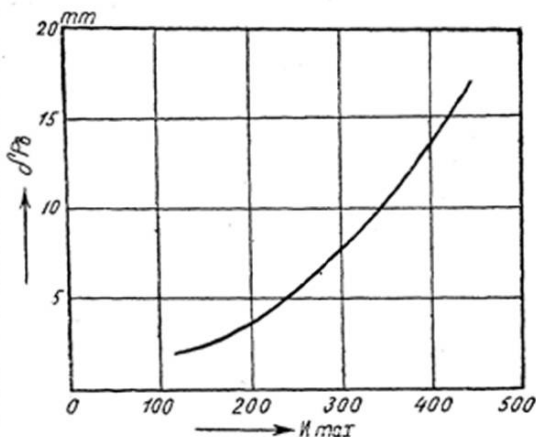


Рис. 82. Толщина свинцового слоя, ослабляющего излучение для того же значения мощности физической дозы, как и 3,5 мм Рb при $U=200$ kV в зависимости от напряжения генерирования.

При учете вторичного излучения положение защитного экрана играет весьма существенную роль, особенно в тех случаях, когда ко-

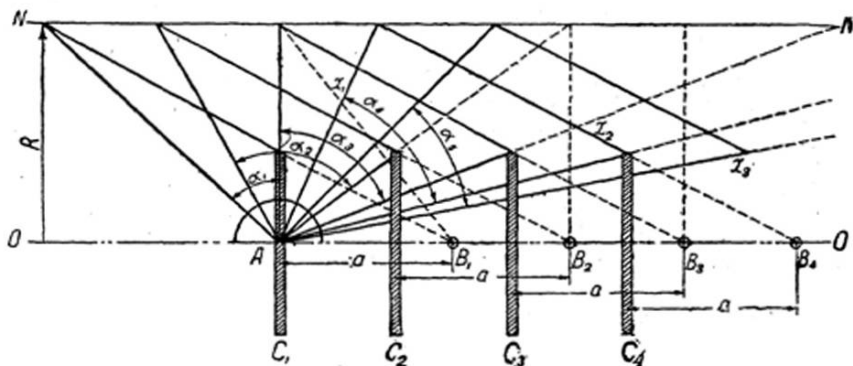


Рис. 83. Диаграмма изменения степени защиты ширмой от рассеянного излучения в зависимости от параметра f (расстояние источника от ширмы).

нус первичного излучения охватывает защитный слой. Так как при прочих неизменных условиях вторичное излучение будет тем больше,

чем больше поток лучистой энергии первичного излучения, который проникает в окружающую защищаемый объект среду, то, несомненно, действие защиты будет тем эффективнее, чем ближе расположен экран к источнику излучения, а объект к экрану. Однако для некоторого неизменного расстояния a объекта от экрана удаление экрана от источника излучения будет сопровождаться ослаблением защиты лишь до некоторого предельного значения f (рис. 84).

Пусть, например, внутри цилиндрической рассеивающей поверхности NN (рис. 83) радиуса R , охватывающей однородную слабо поглощающую лучи среду (так что ослаблением излучения в ней можно пренебречь) находится точечный источник рентгеновских лучей A , тонкий, но вполне защищающий слой C (диаметр которого $2h$) и защищаемый объект B .

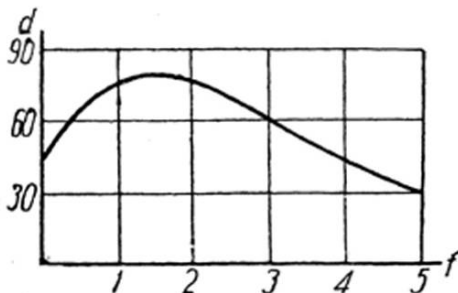


Рис. 84. Величина проекции на плоскость телесного угла α , в котором заключен вредный первичный поток лучей в зависимости от расстояния (f).

Если систему экран-объект (CB), оставляя расстояние между ними a неизменным, удалять от источника излучения вдоль оси цилиндра от положения слоя C_1 к положению C_3 , то, как легко видеть из рис. 84, телесный угол α возрастает, достигая максимума при некотором значении $f = f_m^1$, и затем снова убывает. Ясно, что f_m , как и величина максимального угла α_m , зависят от расстояния a размеров h экрана и радиуса R цилиндрической рассеивающей поверхности.

При возрастании f одновременно с изменением α , а значит, и величины первичного потока, обуславливающего рассеянное излучение, достигающее объекта B , происходит также уменьшение расстояния x (от объекта B до ближайших рассеивающих центров поверхности NN). Так, из рис. 83 следует, что при $f=0$ $x_1 = \sqrt{R^2 + a^2}$, для всех же значений $f > \frac{ah}{R-h}$ (положение слоя C_2 и C_3) x становится равным R . Таким образом сначала при увеличении f (от $f=0$) оба фактора обуславливают ослабление защиты объекта B от рассеянного вторичного излучения (α возрастает и x убывает), затем, начиная с некоторого значения f_m , определяемого параметрами a , h и R , x остается постоянным ($x=R$), в то время как α убывает, а значит, защита снова улучшается. Отсюда ясно вытекает возможность применения двух методов защиты от вторичных излучений: защита у трубки (α велико в сравнении с f) и защита у объекта (f велико в сравнении с a).

¹ f —расстояние от источника A до защитного слоя C .

Из рис. 83 можно кроме того видеть, что абсолютное значение угла вредного потока (α) при неизменных R и f будет тем больше, чем меньше отношение $\frac{h}{a}$. Это значит, что всякое уменьшение размеров экрана h влечет за собой ухудшение защиты. В то же время легко заметить, что в обоих методах защиты увеличение размеров экранов выгоднее делать по поверхностям, огибающим трубку или объект, а не вдоль поверхности экрана. Что касается расстояния объекта от экрана a , то влияние его будет для обоих методов различно. При защите у трубки, когда a велико по сравнению с f и сравнимо с R , изменение a в сторону увеличения влечет за собой малое возрастание угла α и значительное увеличение x . Это показывает, что оба фактора α и x действуют в этом случае друг против друга, причем если a неизбежно должно быть велико, то объект выгоднее держать вдали как от экрана, так и от рассеивающих поверхностей. При защите у объекта, т. е. при a малом в сравнении с f , всякое увеличение расстояния от объекта до экрана повлечет за собой только увеличение угла вредного потока α , но не изменит расстояния x до ближайших рассеивающих центров. В то же время для этого случая защиты существенно делать $R-h$ по возможности малым, почему экран вместе с близко к нему расположенным объектом следует помещать краем по возможности ближе к рассеивающей поверхности (ширмы ставить вблизи стен).

Практические условия работы с рентгеновскими лучами крайне разнообразны, однако эти общие соображения могут быть применены во всех случаях устройства защитных мероприятий.

§ 24. Контроль защиты

Среди других дозиметрических исследований контрольные измерения защиты занимают особое место и требуют в некотором отношении специальной аппаратуры, так как вопрос сводится к измерению весьма малых мощностей физической дозы. При определении свинцовых эквивалентов защитных материалов, в соответствии с указаниями § 23 о зависимости его от толщины материала и величины поля освещения, необходимо иметь ряд образцов достаточно больших поверхностей и различных толщин. Ионизационная камера прибора, служащего для определения эквивалента, не может быть большого размера, почему электрометрическое устройство его должно быть особенно высокой чувствительности. Во многих случаях весьма удобным является устройство из цилиндрической камеры со сменными диафрагмами и связанным непосредственно с электродом камеры электрометром (типа измерительного прибора по Кюстнеру или по Дессаурю).

Применение фотографического метода для определения свинцовых эквивалентов и контроля защиты, несмотря на кажущуюся простоту и доступность, чрезвычайно затруднительно. Только при очень тщательно поставленных и многочисленных опытах с учетом всех

возможных ошибок допустимо делать количественные выводы и при том с точностью, обычно не превышающей $\pm 20\%$. Упрощенное, не-стандартизированное использование фотографического метода, к которому часто прибегают из-за простоты, в части количественных заключений по защите может привести лишь к ошибкам и недоразумениям.

В случаях измерений степени защиты в помещениях для обслуживания персонала вполне допустимо использование камер с большим ионизационным объемом. Такие камеры должны быть предназначены для измерений всех вторичных рассеянных излучений, достигающих исследуемого объема, а потому их удобнее всего делать сферическими из соответствующего по качеству материала.

В этих случаях к электрометрическим устройствам специальных требований не предъявляется, почему обычные практические рентгенметры во многих случаях могут быть приспособлены для такого рода измерений. При дозиметрических исследованиях защитных мероприятий у трубки, как например «самозащитных трубок», чехлов к ним или ширм ни цилиндрическая камера, ни камеры с большим ионизационным объемом неприменимы. Первая из них не позволяет учесть достаточно полно влияние рассеянного излучения, вторая — надежно установить координаты той точки, к которой следует отнести измеренное значение мощности дозы. Размеры сферической камеры, очевидно, должны быть уменьшены, а вместе с тем

необходимо повышение чувствительности электрометрического устройства. Весьма удобным для этих целей является прибор, схема действия которого приведена на рис. 85, а общий вид на рис. 86.

В этом приборе предусмотрена возможность применения двух схем измерения ионизационного тока: схемы Таунсенда и схемы непосредственного разряда системы электрод-электрометр. Такое сочетание удобно как в смысле

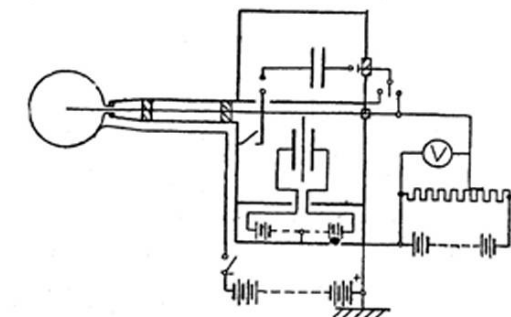


Рис. 85. Схема действия рентгенметра высокой чувствительности для исследования защитных устройств.

расширения диапазона измерений мощностей доз, так и в смысле контроля полученных значений.

Защитные свойства того или иного приспособления достаточно полно известны, если сделаны измерения распределения мощности физической дозы в рентгенах в секунду позади защитного слоя и кроме того определен ход ее изменения в зависимости от напряже-

ния генерирования лучей для наиболее опасного и ответственного направления.

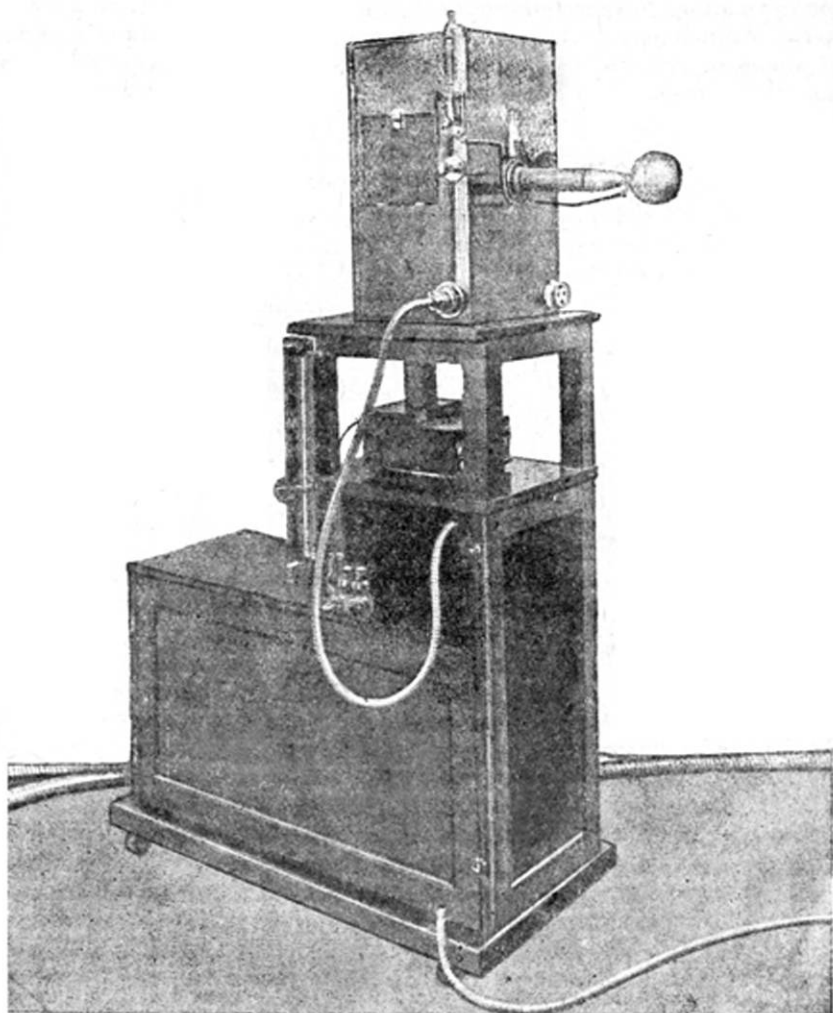


Рис. 86. Общий вид рентгенметра для исследования защиты. В рентгенометрической лаборатории ВИМСа.

Применительно к самозащитным трубкам это означает, прежде всего, снятие картины изодоз в фронтальной плоскости, содержащей ось трубки и центральный луч. Выходное окно при этом, очевидно, должно быть плотно закрыто свинцовым слоем, толщина которого соответствует нормам защиты. Эти измерения, обычно, достаточно

произвести лишь в той половине рассматриваемой плоскости, которая находится со стороны выходного окна как наиболее ответственного участка. Симметричность защиты вокруг оси трубки может быть установлена с помощью измерений распределения мощности физической дозы в воздухе для трех поперечных плоскостей на одинаковом расстоянии от оси трубки. Одна из этих плоскостей должна

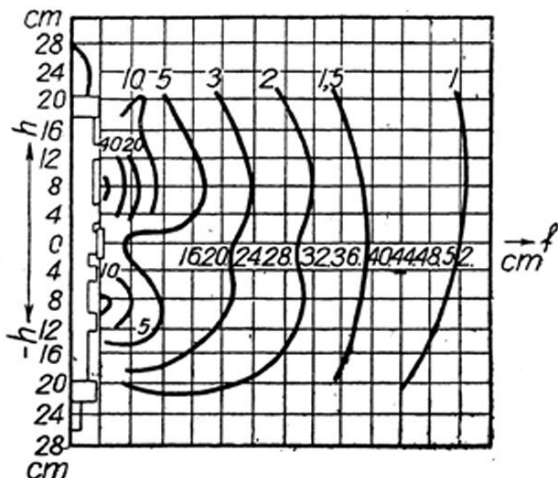


Рис. 87. Распределение изодоз в фронтальной плоскости самозащитной трубки меди-металикс при $U = 65 \text{ kV}$ $I = 4 \text{ mA}$ по Бенкену (постоянное напряжение).

содержать центральный луч, а две другие—проходить через анодный и катодный отрезки трубки в местах слабой защиты.

Наконец, для наиболее опасного направления необходимо снятие кривой зависимости мощности дозы в воздухе от напряжения, подводимого к трубке. Для иллюстрации на рис. 87—90 графически представлены результаты исследования трубок «Метва-металикс» и «Медиа-металикс», проведенные Бенкенем с помощью аналогичного описанному устройству.

Так как наименования «самозащитная трубка» или «защитный чехол» являются крайне ответственными, то в целях ясности необходимо формулировать определение этих понятий.

Принимая во внимание нормы электрической безопасности, по которым все расстояния отсчитываются от габарита трубки, можно сказать, что фактическая сторона вопроса защиты отлучей позволит под самозащитной трубкой подразумевать такую, у которой излучение в любой точке поверхности, отстоящей на одинаковом расстоянии от отрезка оси трубки в пределах ее габарита, ослаблено в той же мере, как и полезное излучение слоем свинца толщиной, соответствующей нормам защиты от первичного излучения при максимальном напряжении, допускаемом трубкой.

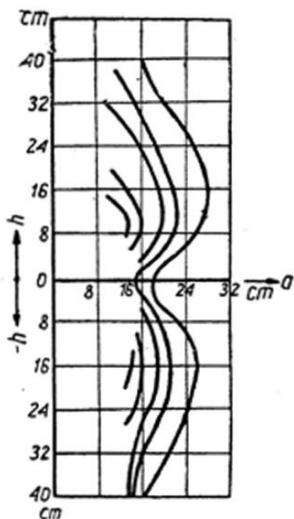


Рис. 88. Распределение изодоз и фронтальной плоскости самозащитной трубки Медиа-металликс при $U_{max} = 200 \text{ kV}$, $I = 3,5 \text{ mA}$ (пульсирующее напряжение).

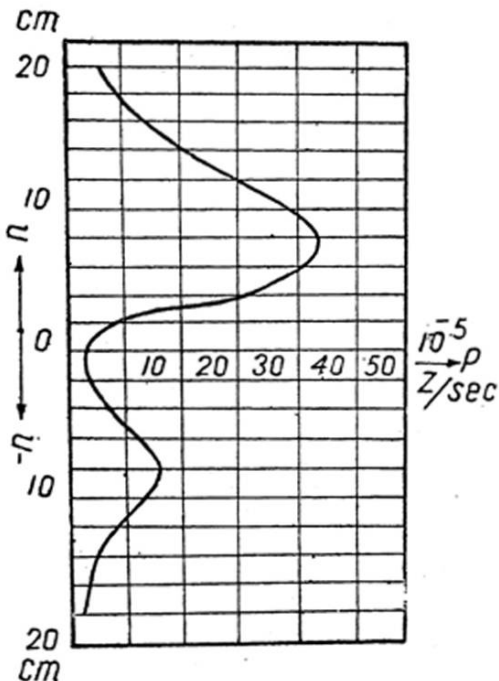


Рис. 89. Распределение мощности физической дозы в воздухе по высоте вдоль оси трубки в расстоянии $a = 6 \text{ cm}$ для Медиа-металликса, $U = 65 \text{ kV}$, $I = 4 \text{ mA}$.

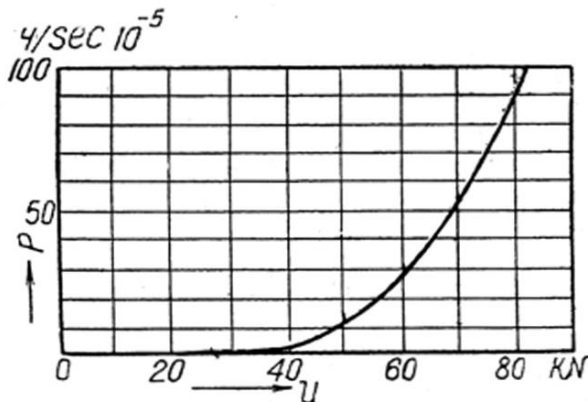


Рис. 90. Мощность физической дозы в воздухе для наиболее слабо защищенного участка трубки в зависимости от напряжения генерирования.

ГЛАВА VII ПРИЛОЖЕНИЯ

§ 25. Косвенные методы оценки излучения

Как уже упоминалось в главе II, дозиметрические исследования ни с качественной, ни с количественной стороны не могут быть проведены в полной мере без непосредственных измерений действия рентгеновских лучей. Даже задание для каждого случая всех условий освещения: электрических величин по показаниям приборов, определяющих режим генерирования излучения, фильтров, расстояний, полей и времени—далеко не всегда определяет действие, производимое лучами. Тем не менее для некоторых процедур, при работе с стандартной аппаратурой, желательно, хотя бы ориентировочно, иметь возможность косвенным путем оценить излучение.

Рентгеновские аппараты, предназначенные для питания трубки, при использовании рентгеновских лучей как средства воздействия на поглощающую среду, а также при просвечивании металлов для обнаружения грубых пороков в изделиях имеют формы кривых напряжения, лежащие в промежутке между постоянным напряжением по схеме Грейнахера и синусоидально-пульсирующим по схеме Вилларда. Естественно поэтому рассмотреть, прежде всего, излучение, доставляемое именно этими типами аппаратов при одинаковых максимальном значении напряжения и средней силе эмиссионного тока (по прибору).

С качественной стороны влияние формы кривой напряжения может быть учтено из сопоставления качественных диаграмм рис. 35 и 36.

Что касается величины мощности физической дозы в воздухе, получающейся при питании тупофокусной трубки с высоким потенциалом насыщения от этих двух типов аппаратов, то данные специальных измерений, проведенных автором для фокусного расстояния $f = 50$ см силы эмиссионного тока, одинаковой в обоих случаях $I = 4$ мА (по миллиамперметру), приведены на рис. 91.

Из полученных кривых зависимости мощности дозы в воздухе P от подводимого к трубке напряжения, U_{max} (максимальное значение) при различных фильтрациях излучения вытекает, что мощность физической дозы P_1 при работе аппарата по схеме Вилларда, как и сле-

довало ожидать согласно сделанным в главе II указаниям, вообще говоря, меньше чем мощность P_0 при питании трубки от аппарата с постоянным напряжением по схеме Грейнахера. Для некоторого одинакового значения напряжения, при одинаковом показании миллиамперметра (среднее значение силы эмиссионного тока) и неизменных условиях освещения отношение $\frac{P_1}{P_0}$ убывает по мере утяжеления фильтрации. Такое изменение коэффициента мощности физической дозы $k = \frac{P_1}{P_0}$ при усилении фильтрации происходит по той причине, что действующий спектр на пульсирующем напряжении, как ранее уже было указано (рис. 17), всегда относительно более мягкий (длина волн, отвечающая максимальной интенсивности, смещается в сторону длинных волн).

Так как поглощение энергии лучей фильтром пропорционально интенсивности падающего излучения:

$$I = I_0 e^{-\mu d}$$

и кроме того коэффициент ослабления μ в сильной мере возрастает с увеличением длины волны λ

$$\mu = (\alpha \lambda^3 + \beta) \rho,$$

то интенсивность всего спектра излучения после фильтрации, а следовательно, и мощность физической дозы в воздухе будет при пульсирующем напряжении убывать быстрее чем при по-

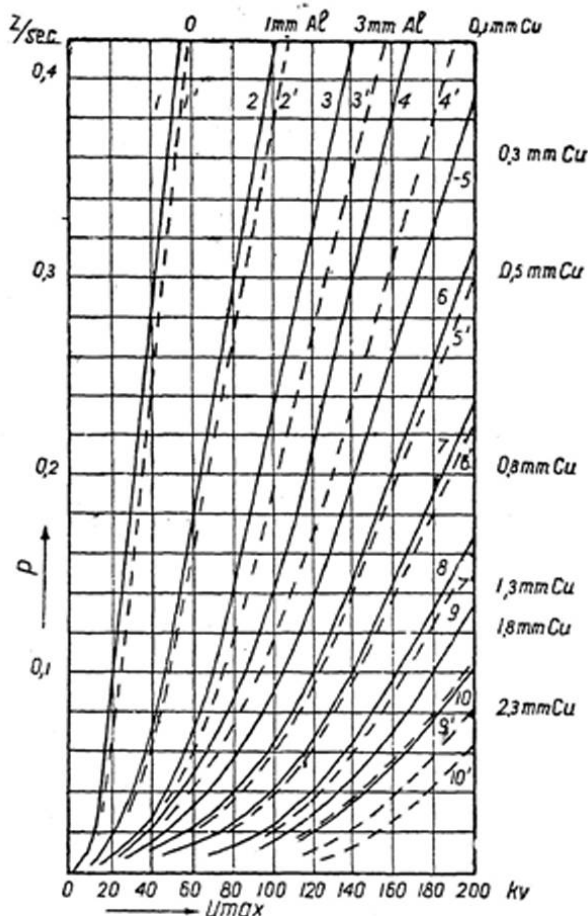


Рис. 91. Значение мощности физической дозы в воздухе в зависимости от напряжения генерирования излучения при различных фильтрах: 1) сплошные кривые для аппарата с постоянным напряжением—схема Грейнахера; 2) пунктирные кривые для аппарата с синусоидально-пульсирующим напряжением по схеме Вилларда. В обоих случаях максимальное значение напряжений, сила эмиссионного тока по миллиамперметру $I = 4 \text{ mA}$ и фокусное расстояние $f = 50 \text{ cm}$ оставались неизменными.

стоянном (после достаточной фильтрации качества смешанных пучков будут мало отличаться друг от друга).

При повышении напряжения, когда время прохождения значения его в области нуля убывает в сравнении со временем периода пульсации (более крутой фронт кривой напряжения), влияние длинноволновой части спектра при фильтрации будет ослабевать, и следовательно, коэффициент мощности дозы $k = \frac{P_1}{P_0}$ несколько возрастает.

На рис. 92 представлен ход изменения k в зависимости от толщины фильтра δ_{Cu} , построенный по данным измерений для аппарата с синусоидально-пульсирующим напряжением по схеме Вилларда и $U_{max} = 80, 120, 160$ и 200 кВ (рис. 92).

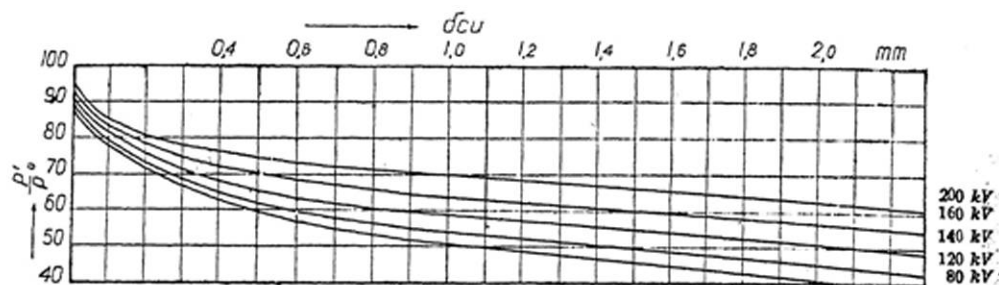


Рис. 92. Коэффициент мощности дозы $k = \frac{P_1}{P_0}$ в процентах в зависимости от толщины фильтра δ_{Cu} для различных максимальных значений напряжений аппарата с выпрямлением по схеме Вилларда. ($U_{max} = 80, 120, 160$ и 200 кВ).

Для нахождения абсолютного значения мощности физической дозы при работе аппарата с пульсирующим напряжением и различной фильтрацией можно воспользоваться следующими соображениями. Если I_0 обозначает интенсивность пучка рентгеновских лучей до фильтрации при работе трубки на постоянном напряжении, а $I_1 < I_0$ обозначает интенсивность излучения на пульсирующем напряжении, то позади фильтров из одинакового материала толщиной соответственно δ_0 и δ_1 мощности физических доз будут:

$$\begin{aligned} P'_0 &= I_0 e^{-\mu_0 \delta_0 \cdot \gamma'_0}, \\ P'_1 &= I_1 e^{-\mu_1 \delta_1 \cdot \gamma'_1}. \end{aligned} \quad (71)$$

Здесь μ_0 и μ_1 эффективные коэффициенты ослабления рассматриваемых излучений в фильтрующем слое, γ'_0 и γ'_1 — эффективные коэффициенты электронного преобразования уже отфильтрованных излучений в воздухе.

Очевидно, что всегда можно подобрать толщину фильтра δ_0 на постоянном напряжении так ($\delta_0 > \delta_1$), что P'_0 будет равно P'_1 . При этом будет справедливо соотношение:

$$\frac{I_1 \gamma'_1}{I_0 \gamma'_0} e^{\mu_0 \delta_0 - \mu_1 \delta_1} = 1 \quad (72)$$

или

$$\frac{P_1}{P_0} \cdot \frac{\gamma_0}{\gamma'_0} \cdot \frac{\gamma'_1}{\gamma_1} e^{\mu_0 \delta_0 - \mu_1 \delta_1} = 1, \quad (73)$$

где γ_0 и γ_1 — эффективные коэффициенты электронного преобразования излучений в воздухе до фильтрации. Отношение $\frac{P_1}{P_0}$, как это видно из рис. 92, мало отличается от единицы (от 0,9 до 0,96).

При слабой фильтрации, т. е. при малом значении δ_1

$$\frac{\gamma_0}{\gamma'_0} \approx \frac{\gamma_1}{\gamma'_1}$$

или, что то же,

$$\frac{\gamma_0}{\gamma'_0} \cdot \frac{\gamma'_1}{\gamma_1} \approx 1$$

$$\left(\text{при } \delta_1 = 0 \quad \frac{\gamma_0}{\gamma'_0} = \frac{\gamma_1}{\gamma'_1} \right).$$

При значительных фильтрах, когда $\gamma'_0 \approx \gamma'_1$ (качества излучения становятся одинаковыми) соотношение (72) может быть переписано в следующем виде:

$$\frac{I_1}{I_0} e^{\mu_0 \delta_0 - \mu_1 \delta_1} = 1.$$

Таким образом величина

$$A = \frac{P_1}{P_0} \cdot \frac{\gamma_0}{\gamma'_0} \cdot \frac{\gamma'_1}{\gamma_1} = \frac{I_1}{I_0} \cdot \frac{\gamma'_1}{\gamma'_0} \quad (74)$$

всегда меньше единицы и в зависимости от фильтрации изменяется в пределах от 0,96 до n^2 , где $n = \frac{U_{eff}}{U_{max}}$ зависит от формы кривой напряжения. Здесь приближенно считается согласно [17, § 8, гл. II], что:

$$\frac{I_1}{I_0} = \left(\frac{U_{eff}}{U_{max}} \right)^2 = n^2.$$

На самом деле $\frac{I_1}{I_0}$ будет несколько больше чем n^2 по той причине, что при равенстве показаний миллиамперметров сила эмиссионного

тока на пульсирующем напряжении не остается постоянной во времени, особенно при работе трубок с высоким потенциалом насыщения. Если $A < 1$, то:

$$e \mu_0 \delta_0 - \mu_1 \delta_1 = \frac{1}{A} \quad (75)$$

будет несколько больше единицы и для предельного случая пульсации по схеме Вилларда в зависимости от фильтрации будет изменяться в границах от 1,05 до 2,5. Это в свою очередь значит, что:

$$\mu_0 \delta_0 - \mu_1 \delta_1 = m, \quad (76)$$

где $m \leq 0$ и достигает наибольшего значения $m \sim 1$. Из выражения (76) следует, что:

$$\frac{\delta_0}{\delta_1} = \frac{\mu_1}{\mu_0} + \frac{m}{\mu_0 \delta_1}. \quad (77)$$

Так как при малом δ_1 , $m \leq 0$, а при наибольшем значении $m = 1$ и $\mu_0 \delta_1$ велико, то второй член в соотношении (77), вообще говоря, мал и, следовательно,

$$\frac{\delta_0}{\delta_1} \sim \frac{\mu_1}{\mu_0} \quad (77)$$

Отношение эффективных коэффициентов ослабления излучений в среде фильтра зависит, прежде всего, от фактора формы кривой напряжения и в некоторой мере от толщины фильтра. Если, как это имеет место в разбираемом случае, $\delta_0 > \delta_1$, то это последнее влияние не играет существенной роли, поскольку более жесткий спектр на постоянном напряжении фильтруется более тяжелым фильтром. В таком случае, как показывает рассмотрение спектрального распределения интенсивности излучений, допустимо принять:

$$\frac{\mu_1}{\mu_0} \sim \frac{\delta_0}{\delta_1} \sim n. \quad (78)$$

Сравнение результатов измерений (рис. 92) действительно показывает, что при такого рода выборе толщин фильтров отношение $\frac{P'_1}{P'_0}$ весьма близко к единице.

Значения этого отношения для ряда толщин фильтров следующие:

δ_1 мм Cu	$\delta_0 = \frac{\delta_1}{n}$ мм Cu	$\frac{P_1}{P_0}$
0,0	0,0	0,93
0,1	0,16	1,05
0,3	0,5	1,10
0,5	0,8	1,01
0,8	1,3	1,00
1,3	2,15	0,98
1,5	2,5	0,96

Если это соотношение между толщинами фильтров достаточно хорошо соблюдается для предельного случая пульсации напряжения, то тем более следует считать его пригодным и для всех промежуточных случаев форм кривых напряжения (таб. 16). При этом оказывается возможным формулировать весьма простой способ приближительной оценки мощности физической дозы рентгеновских лучей в воздухе при любых заданных условиях излучения с помощью одной лишь диаграммы, построенной для постоянного напряжения, а именно: чтобы найти значение мощности физической дозы в воздухе при работе трубки от аппарата с пульсирующим напряжением позади фильтра толщиной δ_1 , достаточно из диаграммы мощности дозы для постоянного напряжения рис. 91 взять значение, отвечающее фильтру толщиной $\delta = \frac{\delta_1}{n}$, где $n = \frac{U_{eff}}{U_{max}}$ — фактор формы кривой напряжения генерирования. Таким образом при заданной схеме выпрямления, максимальном значении напряжения и среднем значении силы эмиссионного тока посредством качественных диаграмм рис. 35 и 36 и диаграммы рис. 91, пользуясь законом квадратов расстояний и законом пропорциональности между интенсивностью излучения и силой эмиссионного тока, возможно судить с некоторым приближением, как о качестве излучения, так и о величине мощности физической дозы в воздухе позади заданного фильтра. Следует, однако, заметить, что такое суждение может быть полезным лишь как ориентировочное для неотвественных случаев применения излучения.

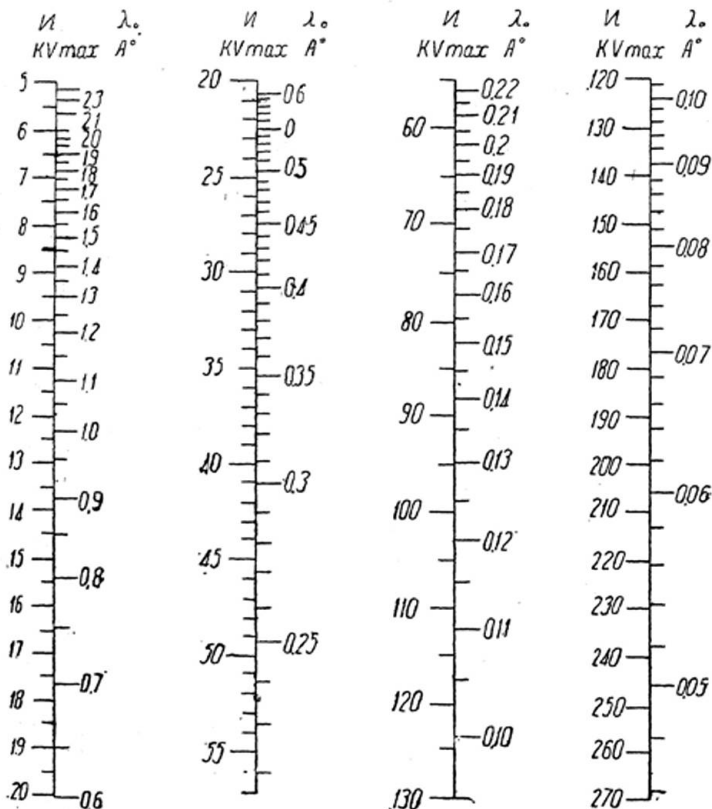
§ 26. Таблицы значений некоторых величин, применяемых в дозиметрии

Прилагаемые таблицы вместе с диаграммами, помещенными в тексте—рис. 33, 35, 36, 45, 80, 82, 91—полезны, а часто и необходимы для различных случаев практики рентгеновских измерений, и кроме того они служат иллюстрацией к тексту.

ТАБЛИЦА 1 (номограмма)

Значения предельных длин волн непрерывного спектра рентгеновских лучей λ_0 для различных напряжений генерирования U

$$\lambda_0 = \frac{12,35}{U_{max}}$$



$$\lambda_0 = \frac{12,35}{U_{max}}$$

ТАБЛИЦА 2

Разрядные напряжения в kV между изолированными шарами при $t=20^{\circ}C$ и $p=760$ мм для различных диаметров шаров и расстояний между ними

Расстояние между шар. см	$D_1 = 2$ см	$D_2 = 6,25$ см	$D_3 = 12,5$ см	$D_4 = 15$ см	$D_5 = 25$ см
.1	4,7				
.2	8,1				
.3	11,4				
.4	14,4				
.5	17,4				
.6	20,4				
.7	23,1				
.8	26,1				
.9	28,8				
1,0	31,2	32	32		
1,1	33,3	34	34		
1,2	35,4	37	37		
1,3	37,2	40	40		
1,4	38,7	43	44		
1,5	40,2	45	46	46,6	
2,0	—	59	60	60,8	
2,5	—	71	73	74,5	74,8
3,0	—	81	86	87,5	88,7
3,5	—	91	97	100	103,3
4,0	—	100	110	112	115,2
4,5	—	108	120	122	129,0
5,0	—	115	130	135	140,5
5,5	—	121	141	145	154,0
6,0	—	128	151	155	164,4
7,0	—	—	169	174	187,3
8,0	—	—	186	192	209,0
9,0	—	—	200	208	229,6
10,0	—	—	213	223	249,0
11,0	—	—	225	236,5	263,3
12,0	—	—	—	—	285,3
13,0	—	—	—	—	316,5
14,0	—	—	—	—	318,4
15,0	—	—	—	—	334
16,0	—	—	—	—	348,5

ТАБЛИЦА 3

Потенциал возбуждения наиболее жестких групп линий серий

$$K \text{ и } L \text{ различных элементов } \lambda_K = \frac{12,34}{U_K} \text{ и } \lambda_L = \frac{12,34}{U_L}$$

Z	K		L		Z	K		L	
	U_K	λ_K	U_L	λ_L		U_K	λ_K	U_L	λ_L
92 U	115	0,073	21,7	0,570	47 Ag	25,5	0,484	3,79	3,260
90 Tn	109	0,113	20,5	0,615	46 Pd	24,4	0,515	3,64	3,400
83 Bi	90,1	0,137	16,4	0,754	45 Rh	23,2	0,532	3,43	3,600
82 Pb	87,6	0,141	15,8	0,780	44 Rn	22,1	0,560	3,24	3,820
81 Tl	85,2	0,145	15,3	0,807	42 Mo	20,0	0,618	2,87	4,300
80 Hg	82,9	0,149	14,8	0,835	41 Nb	19,0	0,650	2,68	4,610
79 Au	80,5	0,153	14,4	0,860	40 Zr	18,0	0,685	2,51	4,920
78 Pt	78,1	0,158	13,9	0,890	39 Y	17,0	0,725	2,36	5,230
77 Ir	76,0	0,162	13,4	0,920	38 Sr	16,1	0,770	2,19	5,640
76 Os	73,8	0,167	13,0	0,950	37 Rb	15,2	0,820	2,05	6,150
74 W	69,3	0,178	12,1	1,020	35 Br	13,5	0,915	1,77	7,000
73 Ta	67,4	0,183	11,7	1,055	34 Se	12,7	0,975	1,64	7,520
72 Hf	65,4	0,189	11,3	1,094	33 As	11,9	1,037	1,52	8,150
71 Cp	63,4	0,195	10,9	1,135	32 Ge	11,1	1,111	1,41	8,750
70 Ad	61,4	0,201	10,5	1,175	31 Ga	10,4	1,185	1,31	9,430
69 Tu	59,5	0,207	10,1	1,225	30 Zn	9,65	1,280	1,20	10,30
68 Er	57,5	0,215	9,73	1,270	29 Cu	8,86	1,383		
67 Ho	55,8	0,221	9,38	1,320	28 Ni	8,29	1,490		
66 Dy	53,8	0,230	9,03	1,370	27 Co	7,71	1,600		
65 Tb	52,0	0,237	8,70	1,420	26 Fe	7,10	1,740		
64 Gd	50,3	0,246	8,37	1,470	25 Mn	6,54	1,890		
63 Eu	48,6	0,254	8,04	1,540	24 Cr	5,98	2,030		
62 Sm	46,8	0,264	7,73	1,600	23 Va	5,45	2,270		
60 Nd	43,6	0,283	7,12	1,735	22 Ti	4,95	2,490		
59 Pr	41,9	0,295	6,83	1,810	21 Sc	4,49	2,750		
58 Ce	40,3	0,306	7,54	1,890	20 Ca	4,03	3,060		
57 La	38,7	0,319	6,26	1,970	19 K	3,59	3,440		
56 Ba	37,4	0,330	5,99	2,060	17 Cl	2,82	4,375		
55 Cs	35,9	0,344	5,71	2,160	16 S	2,46	5,050		
53 J	33,2	0,371	5,18	2,380	15 P	2,14	5,780		
52 Te	31,8	0,389	4,93	2,500	14 Si	1,83	6,750		
51 Sb	30,4	0,405	4,69	2,640	13 Al	1,55	7,790		
50 Sn	29,1	0,425	4,49	2,760	12 Mg	1,30	9,500		
49 In	27,9	0,442	4,28	2,890	11 Na	1,07	11,50		
48 Cd	26,7	0,462	4,07	3,041					

ТАБЛИЦА 4

Значения показательной функции e^{-x} для различных x

x	e^{-x}	x	e^{-x}	x	e^{-x}
0	1,0	0,50	60,65 · 10 ⁻²	5,0	67,4 · 10 ⁻⁴
0,2	98,02 · 10 ⁻²	0,60	54,88 "	6,0	24,8 "
0,4	96,08 "	0,70	49,66 "	7,0	91 · 10 ⁻⁵
0,6	94,18 "	0,80	44,93 "	8,0	33 "
0,8	92,31 "	0,90	40,66 "	9,0	12 "
1,0	90,48 "	1,0	36,79 "	10	45 · 10 ⁻⁶
1,1	89,58 "	1,1	33,29 "	11	17 "
1,2	88,69 "	1,2	30,12 "	12	61 · 10 ⁻⁷
1,3	87,81 "	1,3	27,25 "	13	23 "
1,4	86,94 "	1,4	24,66 "	14	83 · 10 ⁻⁸
1,5	86,07 "	1,5	22,31 "	15	30 "
1,6	85,21 "	1,6	20,19 "	16	11 "
1,7	84,37 "	1,7	18,27 "	17	41 · 10 ⁻⁹
1,8	83,53 "	1,8	16,53 "	18	15 "
1,9	82,70 "	1,9	14,96 "	19	56 · 10 ⁻¹⁰
2,0	81,87 "	2,0	13,53 "	20	21 "
2,1	81,06 "	2,1	12,25 "	21	76 · 10 ⁻¹¹
2,2	80,25 "	2,2	11,08 "	22	28 "
2,3	79,45 "	2,3	10,03 "	23	10 "
2,4	78,66 "	2,4	90,7 · 10 ⁻³	24	38 · 10 ⁻¹²
2,5	77,88 "	2,5	82,1 "	25	14 "
2,6	77,11 "	2,6	74,3 "	26	51 · 10 ⁻¹³
2,7	76,34 "	2,7	67,2 "	27	19 "
2,8	75,58 "	2,8	60,8 "	28	69 · 10 ⁻¹⁴
2,9	74,83 "	2,9	55,0 "	29	25 "
3,0	74,08 "	3,0	49,8 "	30	93 · 10 ⁻¹⁵
3,1	73,35 "	3,1	45,0 "	31	34 "
3,2	72,61 "	3,2	40,8 "	32	13 "
3,3	71,89 "	3,3	36,9 "	33	46 · 10 ⁻¹⁶
3,4	71,18 "	3,4	33,4 "	34	17 "
3,5	70,47 "	3,5	30,2 "	35	63 · 10 ⁻¹⁷
3,6	69,77 "	3,6	27,3 "	36	23 "
3,7	69,07 "	3,7	24,7 "	37	85 · 10 ⁻¹⁸
3,8	68,39 "	3,8	22,4 "	38	31 "
3,9	67,81 "	3,9	20,2 "	39	11 "
4,0	67,03 "	4,0	18,3 "	40	42 · 10 ⁻¹⁹
4,1	66,36 "	4,1	16,6 "	41	16 "
4,2	65,70 "	4,2	15,0 "	42	57 · 10 ⁻²⁰
4,3	65,05 "	4,3	13,6 "	43	21 "
4,4	64,40 "	4,4	12,3 "	44	78 · 10 ⁻²¹
4,5	63,76 "	4,5	11,1 "	45	29 · 10 ⁻²¹
4,6	63,13 "	4,6	10,0 "		
4,7	62,50 "	4,7	91,0 · 10 ⁻⁴		
4,8	61,88 "	4,8	82,3 "		
4,9	61,26 "	4,9	74,5 "		

Значения массового коэффициента ослабления $\frac{\mu}{\rho}$ и слоя половинного ских лучей

λ	Воздух 00760 $Z = 7,69 \rho 1,293 \cdot 10^{-3}$		Вода $Z = 7,1 \rho = 1$		Графит $Z = 6 \rho = 2,3$	
	$\frac{\mu}{\rho}$	Δ см	$\frac{\mu}{\rho}$	Δ см	$\frac{\mu}{\rho}$	Δ мм
0,08	0,170	—	0,163	4,25	0,143	—
0,10	0,172	—	0,170	4,05	0,150	—
0,15	0,174	—	0,180	3,84	0,153	—
0,20	0,190	—	0,204	3,35	0,165	18,2
0,30	0,240	—	0,261	2,61	0,190	15,8
0,40	0,340	—	0,355	1,92	0,245	12,3
0,50	0,470	1150	0,501	1,36	0,326	9,2
0,60	0,740	720	0,708	0,96	0,380	7,9
0,70	1,10	487	1,0	0,69	0,600	5,0
0,80	1,53	350	1,43	0,48	0,900	3,3
0,90	2,11	254	2,01	0,34	1,2	2,5
1,0	2,75	195	2,71	0,25	1,5	2,0
1,5	2,76	69	8,63	0,08	4,9	0,61
2,0	16,4	33	19,9	0,03	9,5	0,32
	$\frac{\mu}{\rho} = 2,62 \lambda^{2,92} + 0,17$		$\frac{\mu}{\rho} = 2,55 \lambda^3 + 0,17$		$\frac{\mu}{\rho} = 1,38 \lambda^{2,92} + 0,15$	

ослабления (Δ) для различных материалов и длин волн рентгенов-

$$\frac{\mu}{\rho} = \frac{\tau}{\rho} + \frac{\sigma}{\rho}; \Delta = \frac{\ln 2}{\mu}$$

Алюминий $Z = 13 \quad \rho = 2,7$		Железо $Z = 26 \quad \rho = 7,8$		Медь $Z = 29 \quad \rho = 8,9$	
$\frac{\mu}{\rho}$	Δ -мм	$\frac{\mu}{\rho}$	Δ -мм	$\frac{\mu}{\rho}$	Δ -мм
0,145	17,6	0,235	3,77	0,270	2,87
0,168	15,2	0,270	3,28	0,330	2,35
0,203	12,6	0,590	1,50	0,770	1,01
0,273	9,35	1,06	0,84	1,55	0,50
0,650	3,93	3,15	0,28	4,50	0,17
1,05	2,43	7,15	0,12	10,3	0,076
1,95	1,31	14,3	0,06	19,3	0,04
3,25	0,79	23,8	—	33,0	—
5,07	0,51	35,3	—	48,0	—
7,48	0,34	50,7	—	72,0	—
10,4	0,25	68,3	—	98,0	—
14,5	0,18	106,0	—	143,0	—
48,5	0,053	330,0	—	— К	—
110,0	0,023	— К	—	50,0	—
		75	—	116,0	—
$\frac{\mu}{\rho} = 14,5 \lambda^{2,92} + 0,15$		$\frac{\mu}{\rho} = 106 \lambda^{2,92} + 0,18$		$\frac{\mu}{\rho} = 143 \lambda^{2,92} + 0,26$	
или		или		или	
$\frac{\mu}{\rho} = 14,3 \lambda^3 + 0,15$		$\frac{\mu}{\rho} = 110 \lambda^3 + 0,18$		$\frac{\mu}{\rho} = 153 \lambda^3 + 0,2$	

λ	Вольфрам $Z = 74 \quad \rho = 19,1$		Свинец $Z = 82 \quad \rho = 11,3$		¹ Кровь
	$\frac{\mu}{\rho}$	Δ -мм	$\frac{\mu}{\rho}$	Δ -мм	
0,08	2,4	0,15	2,53	0,240	0,18
0,10	3,4	0,11	3,41	0,185	0,182
0,15	7,9	0,046	— К	2,30	0,19
0,20	3,5	0,10	4,50	0,135	0,2
0,30	8,3	0,042	13,6	0,045	0,26
0,40	19,0	—	31,8	—	0,34
0,50	38,0	—	58,0	—	0,49
0,60	60,0	—	77,0	—	0,71
0,70	92,0	—	132,0	—	1,0
0,80	140,0	—	147,0	—	1,43
0,90	196	—	— L	40,0	2,0
1,0	285	—	77,0	—	2,7
1,5	165	—	220	—	8,6
2,0	—	—	450	—	19,9
	$\frac{\mu}{\rho} = 1840 \lambda^{2,92} + 0,7 \text{ К}$		$\frac{\mu}{\rho} = 2200 \lambda^{2,92} + 0,7 \text{ К}$		$\frac{\mu}{\rho} = 2,5 \lambda^3 + 0,18$
	$\frac{\mu}{\rho} = 285 \lambda^{2,92} + 0,7 \text{ L}$		$\frac{\mu}{\rho} = 440 \lambda^{2,92} + 0,7 \text{ L}$		
	$\frac{\mu}{\rho} = 52 \lambda^{2,92} + 0,7 \text{ M}$		$\frac{\mu}{\rho} = 77 \lambda^{2,92} + 0,7 \text{ M}$		

¹ По Гроссманну

Жир	Мышцы	Кость
0,18	0,18	0,18
0,182	0,182	0,19
0,188	0,188	0,21
0,193	0,19	0,27
0,22	0,24	0,48
0,28	0,32	0,88
0,38	0,45	1,55
0,52	0,65	2,6
0,73	0,94	3,95
0,83	1,3	5,8
1,35	1,8	8,2
1,8	2,4	11,2
5,5	0,7	37,0
13,0	17,8	88,2
$\frac{\mu}{\rho} = 1,6 \lambda^3 + 0,18$	$\frac{\mu}{\rho} = 2,2 \lambda^3 + 0,18$	$\frac{\mu}{\rho} = 11,0 \lambda^3 + 0,18$

ТАБЛИЦА 6

Значения массовых коэффициентов рассеяния $\frac{\sigma}{\rho}$ для элементов
от $Z = 2$ до $Z = 92$ по Кюстнеру

Z	$\frac{\sigma}{\rho}$	Z	$\frac{\sigma}{\rho}$
2 + 15	0,180	35	0,40
16	0,181	36	0,43
17	0,182	37	0,46
18	0,183	38	0,48
19	0,105	39	0,50
20	0,190	40	0,53
21	0,195	41	0,55
22	0,20	42	0,57
23	0,21	43	0,59
24	0,22	44	0,61
25	0,23	45	0,63
26	0,25	46	0,64
27	0,26	47	0,65
28	0,27	48	0,66
29	0,29	49	0,67
30	0,30	50	0,68
31	0,32	51	0,68
32	0,34	52	0,69
33	0,36	53	0,69
34	0,38	54	0,70
35	0,40	55 — 92	0,70

ТАБЛИЦА 7

Значения фильтров, выделяющих характеристическое излучение по Глокеру

Анод	Напряжение в kV	Выделяемая длина волны λ в $\text{\AA}$	Фильтр	Толщина фильтра в mm	Содержание фильтрующего вещества в растворе или соли g/cm^3
Хром	6	2,287	Ванадий	—	—
Железо	7	1,935	Марганец	0,005	0,004
Медь	9	1,589	Никель	0,007	0,0067
Молибден	20	0,710	Циркон	0,03	0,020
Серебро	25	0,560	Палладий	0,03	0,036

ТАБЛИЦА 8

Число октав n и λ_{eff} для практически однородного излучения в различных поглощающих материалах

Наименование материала среды	Число октав n	λ_{eff} в $\text{\AA}$
Графит	3,8	0,240
Биологическая среда	2,5	0,165
Алюминий	2,5	0,165
Железо	1,0	0,108
Медь	0,8	0,100

ТАБЛИЦА 9

Ионизационное действие рентгеновских лучей различных длин волн, приведенное к одинаковой интенсивности падающего излучения и одинаковому числу молекул в освещаемом объеме по отношению к воздуху

Длина волны λ	Воздух	N ₂	O ₂	CO ₂	N ₂ O	H ₂ S	SO ₂	H ₂ Se	C ₂ H ₅ Br	CH ₃ I
2,29	1	—	—	1,40	—	—	—	—	—	—
1,93	1	—	1,37	1,41	1,32	14,7	—	30,3	41,2	—
1,66	1	—	1,35	1,39	1,33	14,9	11,5	—	—	162
1,54	1	0,71	1,38	1,40	1,30	14,7	11,7	29,2	42	—
1,43	1	—	1,42	1,36	1,30	14,3	11,1	—	41,6	—
1,17	1	0,71	1,27	1,38	1,33	14,8	11,2	—	42,2	158
1,11	1	—	1,31	1,35	1,37	15,0	11,7	30,6	41,7	—
0,87	1	—	1,28	1,40	1,31	15,3	11,7	122	153	—
0,71	1	—	1,28	1,43	1,38	15,2	12,2	190	213	188
0,61	1	—	—	1,41	—	15,3	12,3	—	—	—
0,59	1	—	—	1,39	—	15,4	12,7	—	—	—
0,56	1	0,72	1,32	1,39	1,34	15,4	12,6	231	272	198
0,49	1	—	1,29	1,41	1,31	15,7	—	250	335	205
0,47	1	—	1,28	1,43	1,32	—	—	—	—	—
0,44	1	0,73	—	—	—	—	—	286	—	211
0,39	1	—	—	—	—	—	—	—	—	251

ТАБЛИЦА 10

Значения работы образования пары монов в воздухе по данным различных авторов

Год	Автор	Область длин волн	Ход изменения	Численная величина V
1926	Куленкамфр	0,56—2,0	постоянная	35 ± 5
1926	Кирхнер и Шмитц (исправленное)	0,5—1,5	"	31
1927	Румп	0,13—0,5	"	33 ± 2
1928	Штеенбек	1,54—2,29	"	28 ± 6
1928	Бухман	0,85—3,0	"	$31 \pm 0,3$
1928	Краузер	0,6—0,75	"	$42,5 \pm 0,4$
1929	Кертнер	1,54	"	36,4
1929	Эйзль	—	"	32,2
1930	Гертзен	—	"	36,0
1933	Аглинцев	0,10—0,47	"	$37,3 \pm 1,5$

ТАБЛИЦА II

Расход энергии при ионизации различных газов по отношению к работе образования пары ионов в воздухе

Воздух	I		
H ₂	0,98	CH ₃ I	0,70
N ₂	1,07	N ₂ O	0,98
O ₂	0,91	NH ₃	0,82
CO ₂	0,98	CS ₂	0,80
SO ₂	1,08	CHCl ₃	0,99
H ₂ S	0,77	HCl	0,86
C ₂ H ₅ Br	0,65	CCl ₄	0,93

ТАБЛИЦА 12

Число рентгенов, необходимое для почернения фотопленки до $S = 0,5$ по Боуэрсу и Тууку

Постоянное напряжение в kV	Ф и л ь т р		
	1 мм Pb + 1 мм Cu + 1 мм Al	1 мм Cu + 1 мм Al	1 мм Al
190	0,120	0,052	0,026
180	0,100	0,048	0,024
160	0,080	0,040	0,020
140	0,065	0,030	0,018
120	0,050	0,026	0,018
100	0,040	0,021	0,017
80	0,030	0,018	0,016
65	—	—	0,025
50	—	—	0,021
35	—	—	0,021

Значений постоянных некоторых спектрографов

Наименование	Метод	Расстояние от пленки до кристалла	Кристалл	Область длин волн	Цена одного миллиметра на пленке в Å
Холдинг . .	Вращение кристалла	60	Каменная соль	1,0—2,0—3,0 Å	46,1—43,8—39,8
» . .	»	60	Полевой шпат	1,0—2,0—3,0 Å	49,9—47,6—43,8
Зигбан . .	»	120	Каменная соль	1,0—2,0—3,0 Å	23,1—21,9—19,9
» . .	»	120	Полевой шпат	1,0—2,0—3,0 Å	24,9—23,8—21,9
Зеeman . .	Метод щели и камеры с узкой щелью	280	Каменная соль	0,5—1,0	20,0—19,1
» . .	»	280	Полевой шпат	0,5—1,0	21,4—20,7
» . .	»	280	Гипс	1,0—2,0	53,7—52,6
» . .	»	420	Каменная соль	0,5	13,3
» . .	»	420	Полевой шпат	0,5	14,3
» . .	»	420	Гипс	1,0—2,0	35,8—35,1
» . .	»	490	Каменная соль	0,5	11,4
» . .	»	490	Полевой шпат	0,5	12,2
» . .	»	490	Гипс	1,0—2,0	30,7—30,1

ТАБЛИЦА 14

Значения отношения интенсивности рентгеновских лучей / после прохождения свинцового слоя к интенсивности падающих лучей I_0 для нефльтрованного излучения при различных напряжениях генерирования (по Кейю)

Толщина слоя Pb в мм	70 kV	100 kV	200 kV
0	1	1	1
0,2	$1,8 \cdot 10^{-2}$	$5,0 \cdot 10^{-2}$	$1,2 \cdot 10^{-1}$
0,4	$3,2 \cdot 10^{-3}$	$1,7 \cdot 10^{-2}$	$5,3 \cdot 10^{-2}$
0,6	$8,0 \cdot 10^{-4}$	$7,4 \cdot 10^{-3}$	$2,6 \cdot 10^{-2}$
0,8	$2,6 \cdot 10^{-4}$	$3,4 \cdot 10^{-3}$	$1,4 \cdot 10^{-2}$
1,0	$9,4 \cdot 10^{-5}$	$1,7 \cdot 10^{-3}$	$7,4 \cdot 10^{-3}$
1,2	$3,9 \cdot 10^{-5}$	$6,4 \cdot 10^{-4}$	$4,7 \cdot 10^{-3}$
1,4	$1,8 \cdot 10^{-5}$	$4,9 \cdot 10^{-4}$	$2,9 \cdot 10^{-3}$
1,6	$8,5 \cdot 10^{-6}$	$2,8 \cdot 10^{-4}$	$1,8 \cdot 10^{-3}$
1,8	$4,3 \cdot 10^{-6}$	$1,7 \cdot 10^{-4}$	$1,1 \cdot 10^{-3}$
2,0	$2,3 \cdot 10^{-6}$	$1,0 \cdot 10^{-4}$	$7,3 \cdot 10^{-4}$
2,5		$3,4 \cdot 10^{-5}$	$2,5 \cdot 10^{-4}$
3,0		$1,2 \cdot 10^{-5}$	$9,6 \cdot 10^{-5}$
3,5			$4,0 \cdot 10^{-5}$
4,0			$2,0 \cdot 10^{-5}$
4,5			$1,1 \cdot 10^{-5}$
5,0			$6,3 \cdot 10^{-6}$
5,5			$3,9 \cdot 10^{-6}$

ТАБЛИЦА 15

Значения толщин материалов в миллиметрах, ослабляющих рентгеновское излучение в той же мере, как и один миллиметр металлического свинца

Материал	Плотность в г/см ³	Напряжение в кВ				
		50	80	100	150	200
Свинец	11,3	1	1	1	1	1
Бариевый цемент	3,5	10	—	4	7,5	9,0
Бариевый кирпич, малое поле / большое поле . .	—	—	—	—	—	13,3/14,6
Пластины Кемпе-Дорей . . .	—	—	—	—	—	16
Кирпич, малое поле / большое поле	2	—	—	—	—	80/110
Бетон, малое поле / большое поле	—	—	—	—	—	47/60
Состав: камень, песок, цемент	2,1	100	—	70	75	—
Клинкер-цемент	1,5	135	—	100	105	80
Гранит-цемент	2,1	110	—	70	80	—
Дерево	—	—	—	1000	—	—
Сталь	7,8	11,5	—	6,5	9,5	11,5

Теоретические формы кривых рентгеновских аппаратов

№ по порядку	Схема выпрямления	Характер напряжения	Эффективное значение напряжения	$\frac{U_{eff}}{U_{max}}$
1	Без выпрямления и одноконтронное без конденсаторов	Прерывистое синусоидально-пульсирующее $U_{max} = U'_{max}$ Пульсация от U_{max} до нуля	$U_{eff} = \sqrt{\frac{1}{T} \int_0^{T/2} (U'_{max} \sin \omega t)^2 dt} = 0,5 U'_{max}$	0,5
2	Одноконтронное с конденсаторами по Вилларду	Синусоидально-пульсирующее с двойным периодом пульсации (полупериод синусоиды) Пульсация от U_{max} до нуля $U_{max} = 2 U'_{max}$	$U_{eff} = \sqrt{\frac{1}{T} \int_0^{T/2} (U'_{max} + U'_{max} \sin \omega t)^2 dt} = 1,22 U'_{max}$	0,61
3	Четырехконтронное без конденсаторов по Грецу	Синусоидально-пульсирующее с нормальным периодом пульсации (полупериод синусоиды) Пульсация от U_{max} до нуля $U_{max} = U'_{max}$	$U_{eff} = \sqrt{\frac{2}{T} \int_0^{T/2} (U'_{max} \sin \omega t)^2 dt} = 0,7 U'_{max}$	0,7

4	Двухконтурное с конденсаторами по Витка	Синусоидально-пульсирующее с вольным периодом пульсации Пульсации от U_{max} до $\frac{U_{max}}{3}$ $U_{max} = 3 U'_{max}$	$U_{eff} = \sqrt{\frac{1}{T} \int_0^T (2 U'_{max} + U'_{max} \sin \omega t)^2 dt} = 2,12 U'_{max}$	0,71
5	Трёхфазное по Грету	Синусоидально-пульсирующее с укороченным периодом пульсации (треть полуцикла синусоиды)	$U_{eff} = \sqrt{\frac{6}{T} \int_{T/6}^{T/3} (U'_{max} \sin \omega t)^2 dt} = 1,66 U'_{max}$	0,96
6	Двухконтурное с конденсаторами по Грейна херу и четырёхконтурное с конденсаторами по Грету	Практически постоянное $U_{max} = 2 U'_{max}$ $U_{max} = U'_{max}$	$U_{eff} = 2 U'_{max}$ $U_{eff} = U'_{max}$	1 1

1. U'_{max} — означает максимальное значение напряжения на зажимах трансформатора.

Для механического выпрямления с конденсаторами форма кривой напряжения совпадает со случаем схемы выпрямления 5,6.

При отсутствии конденсаторов форма кривой является неопределённой, но допустимо считать фактор формы кривой лежащим между значениями, соответствующими схемам выпрямления № 2 и 3.

В случае схемы № 1 для характеристики качества звуления фактор формы кривой следует вычислять только за период пульсации (полуцикл синусоиды), т. е. считать равным 0,7.

ТАБЛИЦА 17

Выражения для основных энергетических величин в области рентгеновских лучей через единицы системы CGS и единицу рентген

№	Наименование	Обозначение	В системе CGS	Через единицу рентген
1	Энергия излучения .	W	эрг	r/cm^3
2	Поверхностная плотность энергии излучения	E	$\frac{\text{эрг}}{cm^2}$	r/cm
3	Объемная плотность энергии излучения и физическая доза .	D	$\frac{\text{эрг}}{cm^3}$	r
4	Мощность излучения	N	$\frac{\text{эрг}}{\text{сек}}$	$\frac{r/cm^3}{\text{сек}}$
5	Интенсивность излучения	I	$\frac{\text{эрг}}{cm^2 \text{ сек}}$	$\frac{r/cm}{\text{сек}}$
6	Плотность интенсивности в спектре и мощность физической дозы	Y_λ P	$\frac{\text{эрг}}{cm^3 \text{ сек}}$	$r/сек$

ЛИТЕРАТУРА

- G. W. C. Kaye. X-Rays, 1923.
 A. Sommerfeld. Atombau und Spectrallinien, 1924.
 G. Grossmann. Physikallische und technische Grundlagen der Röntgentherapie, 1925.
 Э. Хвольсон. Курс физики. Том дополнит. ч. I, 1926.
 R. Glocker. Materialprüfung mit Röntgenstrahlen, 1927.
 F. Kirchner. Allgemeine Physik der Röntgenstrahlen, 1930.
 M. Siegbahn. Spektroskopie der Röntgenstrahlen, 1931.
 B. Витка. Рентгеновские аппараты, 1933.

Глава I

- Beatty R. T. Proc. Roy. Soc. Lond. 89, 314, 1914.
 Bouwers A. Physica, 5, 8, 1925.
 Carter E. Ann. d. Phys. 21, 955, 1906.
 Duane W. Proc. Nat. Acad. Amer. 13, 662, 1927; 14, 450, 1928.
 Duane W. Shimizu T. Phys. Rev. 14, 525, 1919.
 Duane W. Hunt. Phys. Rev. 6, 166, 1915.
 Kulenkampf H. Ann. d. Phys. 69, 548, 1922; 79, 97, 1926; 80, 261, 1926; 87, 597, 1928.
 Moseley G. J. Phil. Mag. 26, 1024, 1913; 27, 703, 1914.
 Richardson H. Proc. Roy. Soc. 110, 247, 1926; 115, 280, 1927.
 Rump W. Z. f. Phys. 43, 278, 1927.
 Rutherford E. Phil. Mag. 30, 361, 1915.
 Treloar L. R. C. Phil. Mag. 6, 1008, 1928.
 Webster D. L. Clark. Phis. Rev. 9, 571, 1917; Proc. Nat. Acad. 14, 679, 1928.

Глава II

- Аглинцев К. К. Жур. пр. физ. 6, 38, 1929; Жур. Экс. Теор. физ. 3, 282, 1933.
 Behnken H. Z. f. Phys. 3, 48, 1920; 4, 241, 1921.
 Bouwers A. Z. f. tech. Phys. 8, 271, 1927; F. a. G. d. Röntg. 48, 66, 1933.
 Coolidge W. D., Kearsley W. K. Am. j. of Röntg. 9, 77, 1922.
 Dauvillier. Ann. d. Phys. 13, 49, 1920.
 Determann. Strahl 45, 371, 1932.
 Duane W. Am. j. of Röntg. 9, 391, 1922.
 E. T. Z. 53, 1211, 1932.
 Frank H. F. a. G. d. Röntg. 33, 112, 1925.
 Glocker R., Kaupp E. Z. f. tech. Phys. 7, 434, 1926.
 Graf. Strahl. 45, 763, 1932.
 Grossmann G. F. a. G. d. Röntg. 48, 450, 1933.
 Haas J. B., Andrew V. Rev. Sc. Instr. 3, 750, 1932.
 Langmuir J. Phys. Rev. 2, 450, 1913; Phys. Zs. 15, 348, 1914.
 Leistner K., Beger H. F. a. G. d. Röntg. 46, 204, 1932.
 Möller H. Z. f. tech. Phys. 14, 217, 1933.
 Müller V., Simmer T. F. a. G. d. Röntg. 3, 311, 1932.

- Müller K. W. F. a. G. d. Röntg. 48, 66, 1933.
 Müller K. E. T. Z., 5, 106, 1932.
 Niemann C. Strahl. 41, 199, 1931.
 Поройкос И. В. Дост. Рентг. 1, 1934.
 Puschel A. Strahl. 41, 197, 1931.
 Taylor L., Singer G., Stoneburner C. F. Bur. Stand. J. of Research 9, 561, 1932;
 45, 380, 1932.
 Thaller R. F. a. G. d. Röntg. 33, 108, 1925.
 Тхоржевский А. И. Известия Л. П. И. 31, 95, 1928. Дост. Рентг. 1, 1, 1933.
 Schmitz W. F. a. G. d. Röntg. 46, 711, 1932.
 Vogler. Vierkoffer. F. a. G. d. Röntg. 48, 77, 1933.
 Webster D. L., Hansen W. W., Duvenek F. B. Rev. Sc. Instr. 3, 729, 1932.

Глава III

- Allen S. J. M. Phys. Rev. 24, 1, 1924; 27, 266, 1926; 28, 907, 1926.
 Behnken H. F. a. G. d. Röntg. 41, 245, 1930.
 Brann. F. a. G. d. Röntg. 48, 1933.
 Bouwers A., Diepenhorst. F. a. G. d. Röntg. 38, 5, 1919.
 Compton A. H. Phys. Rev. 21, 487, 1923.
 Coolidge W. D., Kearsley W. K. Am. Journ. Röntg. 9, 77, 1922.
 Debye P. Phys. Z. 24, 161, 1823.
 Duane W. Am. Journ. Röntg. 9, 391, 1922.
 Duane W., Mazumder K. C. Proc. Acad. Amer. 8, 45, 1922.
 Fuhs H., Konrad I. Strahl. 40, 193, 1931.
 Gaewski H. Phys. Z. 3, 122, 1932.
 Gfrörer O., Berger H. Strahl. 40, 590, 1931.
 Grebe L., Nitzge K. Tab. Z. Dos. Röntg. 1930.
 Hase H., Küstner H. Strahl. 38, 543, 1930.
 Heil L. M., Edwards J. E. Phys. Rev. 2, 43, 1933.
 Hewlett C. W. Phys. Rev. 17, 284, 1921.
 Jaeger K. Z. f. Phys. 69, 464, 1931.
 Jacobi, Lichti. Strahl. 29, 503, 1929.
 Jönsson E. Nature 120, 695, 1927.
 Kaye G. W. C. Proc. Roy. Soc. Lond. 83, 189, 1909.
 Klein O., Nishina Y. Z. f. Phys. 52, 833, 1929.
 Küstner H. F. a. G. d. Röntg. 48, 4, 1933.
 Meyr H. T. F. a. G. d. Röntg. 45, 703, 1932.
 Mirolubow N., Poroikow J. Z. f. Phys. 54, 399, 1929.
 Rajewsky. Strahl. 30, 555, 1928.
 Walter B. F. a. G. d. Röntg. 35, 925, 1927.

Глава IV

- Albrecht E. Strahl. 42, 328, 1931; 38, 789, 1930.
 Barkla C. G., Philpot A. Phil. Mag. 25, 849, 1913.
 Behnken H. Z. f. tech. Phys. 7, 563, 1926.
 Bender M. Z. f. tech. Phys. 9, 431, 1932.
 Berger. Strahl. 43, 193, 1932.
 Berthold K., Glocker K. Z. f. Phys. 31, 261, 1925.
 Böhmer L. Strahl. 38, 353, 1930.
 Bothe W., Geiger. H. Z. f. Phys. 32, 639, 1925.
 Bothe W. Z. f. Phys. 37, 563, 1926.
 Bouwers A. Z. f. Phys. 14, 374, 1923.
 Bouwers A., Tunk V. F. a. G. d. Röntg. 41, 767, 1930.
 Chantaine, Profitlich. F. a. G. d. Röntg. 38, 122, 1929.
 Crowther J. A. Phil. Mag. 7, 86, 1929.
 Crowther J. A., Bond. Phil. Mag., 6, 401, 1928.
 Dershem E. Rev. Sc. Instr. 3, 43, 1932.

- Duane W. Am. J. Röntg.
- Eggert J., Noddack. Z. f. Phys. 43, 222, 1927; 44, 155, 1927.
- Ernst. F. a. G. d. Röntg. 46, 25, 1932.
- Fricke H. Phys. Rev. 31, 1117, 1928.
- Fricke H., Morse S. Phil. Mag. 7, 129, 1929.
- Fricke H., Petersen B. Strahl. 26, 329, 1927.
- Gaertner O. Strahl. 45, 445, 1932; 45, 590, 1932.
- Glocker R., Kaupp E., Widmann H. Ann. d. Phys. 85, 313, 1928.
- Glocker R., Traub W. Phys. Zs. 22, 345, 1921.
- Glocker R., Kaupp E. Strahl. 20, 144, 1925.
- Glocker R. Z. f. tech. Phys. 7, 573, 1926; Z. f. Phys. 40, 484, 1927.
- Glocker R., Hayr E., Jüngling O. Strahl. 32, 1, 1929.
- Glocker R., Risse O. Z. f. Phys. 48, 845, 1928.
- Gfrörer G., Berger H. Strahl. 40, 590, 1931.
- Günther H. Strahl. 31, 575, 1929.
- Herrmann H., Jaeger R. F. a. G. d. Röntg. 48, 59, 1933.
- Hoede K. Strahl. 42, 399, 1931.
- Huppertsbery A. Z. f. Phys. 75, 231, 1932.
- Jaeger R. Strahl. 33, 542, 1929.
- Kircher, Schmitz. Z. f. Phys. 32, 542, 1925.
- Krönig B., Friedrich W. Phys. biolog. Grundlag 99, 1918.
- Kunz J. Phys. Zs. 34, 219, 1933.
- Курзатов И. В. Вентильные фотоэлементы. Усн. Физ. Наук XII 1932 и Phys. Zs. Sow. 1, 23, 1932.
- Küstner H. Z. f. Phys. 27, 124, 1924; F. a. G. d. Röntg. 15, 603, 1929. 31, 485, 1924. Strahl. 42, 337, 1931.
- Kulenkampff H. Ann. d. Phys. 79, 97, 1926.
- Lorenz E., Rajewsky B. Strahl. 20, 1925.
- Moore H. Proc. Roy. Soc. Lond. 91, 337, 1915.
- Neeff C., Keisner A. Strahl. 32, 181, 1929.
- Neeff C. Strahl. 33, 171, 1929; 41, 114, 1931.
- Поройков И. Бюллетень Рентг. 1, 87, 1931.
- Rajewsky B., Gerhard G. Strahl. 30, 308, 1928.
- Roos C. Z. f. Phys. 36, 18, 1926.
- Rump W. Z. f. Phys. 43, 254, 1927; 44, 396, 1927.
- Rosché W. Ann. d. Phys. 7, 375, 1930.
- Powe B. K. Бюллетень Рентг. 1, 88, 1931.
- Scharf K., Weinbaum O. Z. f. Phys. 80, 465, 1933.
- Schlechter E. Phys. Zs. 24, 29, 1923.
- Schlensner C. A., Kaempfert W. F. a. G. d. Röntg. 32, 593, 1924.
- Schmid W. E. A. T. M. 14, 116, 1932.
- Schunknect C. Ann. d. Phys. 17, 717, 1905.
- Schubert M. Strahl. 35, 563, 1930.
- Steenbeek M. Ann. d. Phys. 87, 811, 1928.
- Taylor L. Bur. Stand. J. of. Research. 8, 325, 1932; 2, 771, 1929; 5, 1930; 6, 1931; 1, 1932.
- Wilson C. T. R. Proc. Roy. Soc. 104, 192, 1923.
- Wintz H., Rump W. F. a. G. d. Röntg. 29, 671, 1932.

Глава V

- Аглинцев К. К. Дост. Рентг. 3, 20, 1933.
- Аруев Н. Н. Дост. Рентг. 1, 18, 1933.
- Braun R., Küstner H. Strahl. 32, 550, 739, 1929; 33, 273, 551, 1929.
- Enpstein S. Strahl. 40, 493, 1931.
- Grossmann G. F. a. G. d. Röntg. 29, 337, 1932.
- Holfelder K., Bornhauser, Yaloussis E. Strahl. 16, 412, 1924.
- Holfelder K. Strahl. 11, 917, 1920; 12, 161, 1922; 13, 438, 1923.
- Küstner H. F. a. G. d. Röntg. Kongressheft 57, 1933; 48, 1932; Strahl. 44, 759, 1932.

- Müller W. F. a. G. d. Rönt. Kongressheft 48, 1933.
 Meyer H. T. Strahl. 41, 185, 309, 400, 1931; 40, 576, 1931.
 Поройков И. Достиж. Рентг. 1932; 1, 15, 1933.
 Порфирьев А. А. Достиж. Рентг. 1, 20, 1933.
 Rump W., Jaeger R. Strahl. 15; 650, 1923.
 Strauss S. Z. f. tech. Phys. 577, 1926; Strahl. 40, 697, 1931; 41, 775, 1931.
 Schubert M. Strahl. 47, 733, 1933.
 Uhlmann G.—Pychlau H. Strahl. 47, 738, 1933.

Глава VI

- Barclay, Cox. Am. J. Röntg. 19, 551, 1928.
 Behnken H. F. a. G. d. Röntg. 41, 245, 1930.
 Berthold, Glocker. Strahl. 16, 507, 1924.
 Bouwers A. Strahl. 38, 157, 1930.
 Bouwers A., Tunk J. H. F. a. G. d. Röntg. 41, 767, 965, 1930.
 Hermann H., Jaeger R. Strahl. 45, 380, 1932; 41, 321, 1931.
 Glocker R., Kaupp. Strahl. 29, 144, 1925; 22, 193, 1926.
 Glocker R., Reuss. F. a. G. d. Röntg. 40, 502, 1931.
 Kaye G. W. Brit. J. Radiol. 1, 300, 1928.
 Leistner K. F. a. G. d. Röntg. 48, 54, 1935.
 Mutscheller A. Am. J. Rönt. 13, 65, 1925.
 Поройков И. Дост. Рентг. 1, 4, 42, 1932.
 Sievert. Act. Radiol. 4, 61, 1925.
 Solomon. Prec. d. Rad. 1925.
 Schechtmann J. F. a. G. d. Röntg. 42, 639, 1929.
 Шехтман Я. Л. Дост. Рентг. 3, 1, 1933.

Глава VII

- Behnken H. F. a. G. d. Röntg. 41, 245, 1930.
 Поройков И. Достиж. Рентг. 1, 1934.
-

ПРЕДМЕТНЫЙ УКАЗАТЕЛЬ

Аппараты рентгеновские — 19, 150, 128

Атомный коэффициент поглощения — 40

Афокальное излучение — 35

Биологическая однородность — 46

Влияние стенок камер — 82

Воспроизведение измерений в рентгенах — 80

Вторичное излучение — 117, 121

Границы полос поглощения — 38, 118

Действие биологическое — 70, 115

Действие ионизационное — 55, 144

Действие световозбуждающее — 62

Действие тепловое — 54

Действие фотохимическое — 64

Действующий спектр — 30

Диаграмма мощностей физической дозы — 129

Длина волны — 7, 46

Доза глубинная — 90, 111

Доза секундная, минутная — 73

Доза толерантная — 116

Доза физическая — 72, 115, 90

Доза эритемная — 115

Дозиметр — 93

Единицы Н, Ф, X — 78

Единица рентген — 73, 80

Жесткость лучей — 44

Заключения из формулы Куленкампа — 15

Закон ослабления излучения — 37

Защита — общие положения — 117, 122

Защитный слой — 148

Излучение — 6

Изменение окраски — 69

Измерение ионизационных токов — 84, 86, 88

Измерительный ионизационный объем — 56, 80

Измерение напряжений — 24

Измерения физической дозы — 114

Изодозы — 90

Интенсивность излучения — 13, 71, 16, 31

Интенсивность серий — 17

Ионизационные приборы — 94

Камеры ионизационные — 81, 95, 104-106

Катодный пучок — 10

Качественная диаграмма — 50, 53, 128,

Качество смешанного излучения — 48, 89, 50

Квантовый выход — 39

Кванты энергии излучений — 12

Кенотроны — 27

Киловольтметры — 24, 26

Контроль защиты — 123, 124

Коэффициент мощности дозы — 130

Коэффициент ослабления излучения — 39, 138, 117

Коэффициент поглощения — 40, 142

Коэффициент электронного преобразования — 43

Критическая длина волны — 46

Линейный коэффициент ослабления — 39

Лучи рентгеновские — 8

Лучи флюоресценции — 38

Масса электронов — 10

Массовый коэффициент поглощения — 40

Массовый коэффициент рассеяния — 41, 142

Метод Бронсона — 86

Метод Таунсенда — 87

Методика освещения — 113

Метрологические требования к реактиву — 70

Мощность излучения — 71

Мощность физической дозы — 73, 129, 89, 133

Немецкая единица рентген—78
Непрерывный спектр—13, 30

Однородность (практическая) лучей—45, 143
Определение единицы рентген—73, 74, 77

Ослабление излучения—37, 44
Отдача трубки—16
Отражение лучей от кристаллов—91

Поверхностная плотность энергии—71

Поглощение энергии излучения—37
Плотность интенсивности в спектре—72

Полнзбиратель Хольфельдера—113
Поле освещения—108, 109, 120
Поправка на ослабление в воздухе—82, 138

Потенциал возбуждения лучей—17, 136

Потенциал насыщения—84
Почернение пленки—64, 146
Предельная наибольшая частота—12
Предельная наименьшая длина волны—13, 134

Прибор Фюрстенау—59
Проводимость фотоэлектрическая—58

Пульсация напряжения—22
Пульсация спектра—30

Работа образования пары ионов—56, 145, 146

Разрядник шаровой—24, 135
Распределение излучения—33, 111
Распределение плотности интенсивности в спектре—15, 34
Рассеяние излучения—37, 109
Рентгенметры—94, 96, 98, 101, 102, 103

Свинцовый коэффициент—119
Скачок поглощения—38, 118

Скорость распространения колебаний—7

Скорость электронов—11
Слой половинного ослабления—49, 89
Соотношение Дуана-Хунта—13
Спектр рентгеновских лучей—12, 13
Спектр электромагнитных излучений—6

Спектрограмма—25, 93
Спектрографы—92, 147
Степень однородности—49, 143
Счетные трубки Гейгер-Мюллера—60, 115

Таблетки Сабуро-Нуара—69
Ток ионизационный—56
Ток насыщения—27, 57, 85
Ток эмиссионный—9, 27, 28
Толщины фильтров—47, 143
Трубки рентгеновские—27
Трубки самозащитные—124, 126

Ударная ионизация—57
Урановый компенсатор—88
Уровни энергии атома—12

Фактор формы кривой напряжения—132

Фильтрация лучей—111, 44, 50
Фильтры—47

Фокусное пятно—28, 30
Фокусное расстояние—81, 111

Форма камер—82
Форма кривых напряжения—19

Формула Бреггов—91
Формула Клейн-Нишина—43

Формула Кухенкампа—14
Формула Лангмуира—27

Формула Мозли—17
Формула Ричардсона—9

Формулировка определения единицы рентгена—77

Фотографический метод измерения—66, 146, 123

Фотоэлектрический эффект—37, 39
Фотоэлектроны—37

Фотоэлементы вентильные—61
Французская единица рентген—78

Характеристическое излучение—12, 17

Частота колебаний—6
Частота предельная—12

Шкала Гольцкнехта—69

Эквивалент свинцовый—115, 119, 149, 120

Экраны рентгеновские—62, 64, 68
Экраны усиливающие—67

Экспоненциальные функции—137, 37
Энергетические величины в области

рентгеновских лучей—152
Энергия излучения—71

Эффект Комптона—41
Эффективная длина волны—45

Яркость экрана—63